

# **Erste Untersuchungen des Strömungsfeldes einer Zykloidbrennkammer anhand eines Kaltmodells**

Von der Fakultät für Maschinenbau, Elektrotechnik und  
Wirtschaftsingenieurwesen der Brandenburgischen Technischen Universität  
Cottbus zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs  
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Ingenieur

Christian Owczarek

geboren am: 01.10.1966      in: Zabrze (Oberschlesien)

Vorsitzender:      Prof. Dr. habil. B. Schieferdecker  
Gutachter:      Prof. Dr.-Ing. H. J. Krautz  
Gutachter:      Prof. Dr. rer. nat. habil. M. Fröhner

Tag der mündlichen Prüfung: 17.11.2000

## **Zusammenfassung:**

Fortschrittliche Braunkohlenverbrennungstechniken für die dezentrale Energieversorgung gehören zu den Forschungszielen an der BTU Cottbus (Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus) und am ERI (Energieressourcen-Institut). Ein Schwerpunkt dabei ist die Entwicklung eines neuen Verbrennungssystems – der Zykloidfeuerung. Begleitend hierzu wurden mit der vorliegenden Arbeit erstmals grundlegende Untersuchungen zur Strömungsdynamik in der Brennkammer durchgeführt und ein numerisches Modell der isothermen Brennkammerströmung aufgestellt. Da eine messtechnische Erfassung des heißen, partikelbeladenen Strömungsfeldes in der Zykloidfeuerung nicht möglich war, wurde dieses modelliert und ein isothermes Brennkammermodell errichtet. Für die Strömungsmessungen wurde ein Heißfilmanemometer eingesetzt und zur numerischen Simulation kam das kommerzielle Programm FLUENT zur Anwendung. Im Brennkammermodell wurde ein dreidimensionales, stark verdrahtes Strömungsfeld durch die Messungen ermittelt, welches die Simulationsergebnisse gut widerspiegeln. Durch die Verbindung messtechnischer Untersuchungen und numerischer Simulationen konnte das isotherme Strömungsfeld vollständig dargestellt und Abhängigkeiten herausgearbeitet werden. Es liegen damit umfangreiche, grundlegende Erkenntnisse zum Strömungsverhalten im Brennkammermodell und dessen Abhängigkeiten vor. Diese sind grundsätzlich auf isotherme Strömungsverhältnisse in der realen Zykloiddrennkammer anwendbar.

## **First investigations of the flow field in a cycloidal combustion chamber on the basis of an isothermal model**

### **Abstract:**

Advanced lignite combustion techniques for decentralised energy supply are among to the research aims at BTU Cottbus (Brandenburg Technical University of Cottbus) and at ERI (Energy Resource Institute). A focus of this research is the development of a new combustion system - cycloidal firing. Parallel to the experimental work basic investigations on fluid dynamics of the combustion chamber were carried out, and a numerical model of the isothermal flow within the firing system was developed. Because of the impossibility of measuring the flow field loaded with particles within the cycloidal firing, the field was numerically modelled, and an isothermal model of the combustion chamber was erected. Flow measurements were carried out with a hot film anemometer, and for the numerical simulation the commercial programme FLUENT was utilised. A 3-dimensional high-grade twisted flow field, which reflects the numerical simulation quite well, was determined by measuring the model of the combustion chamber. By connecting measurements and numerical simulation, the isothermal flow field was entirely described and dependencies were worked out. Now some extensive, basic knowledge of the flow behaviour within the model of the combustion chamber and it's dependencies is available. In principle these results are applicable to real cycloidal firing.

## **Vorwort:**

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl Kraftwerkstechnik der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus.

Die wissenschaftliche Betreuung erfolgte durch den Inhaber des Lehrstuhles Herrn Prof. Dr.-Ing. H. J. Krautz. Ihm gilt mein besonderer Dank für die Anregung zu dieser Arbeit und die stetige Förderung und Unterstützung.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. M. Fröhner danke ich für sein großes Interesse an dieser Arbeit und für die Übernahme des Korreferates.

Beeinflusst wurde die Arbeit wesentlich durch die Zusammenarbeit mit Herrn Dr. rer. nat. K.-J. Kreul, der der Arbeit ständiges Interesse entgegengebracht und in Anregungen und Diskussionen wertvolle Beiträge geleistet hat.

Einen wichtigen Beitrag zu dieser Arbeit lieferten Herr Dr.-Ing. U. Priesmeier und Herr Dipl.-Ing. R. Berger durch Ihre Unterstützung beim Aufbau der Messeinrichtung und Beratung bei der Messdurchführung.

Den Kollegen und Studenten am Lehrstuhl gilt mein Dank für die gute Zusammenarbeit. Insbesondere danke ich Herrn Dr.-Ing. H. Ristau dessen Kooperation und ständige Bereitschaft zur Diskussion wesentlich zum Gelingen der Arbeit beitrug.

Das intensive Arbeiten hat die Zeit für Zwischenmenschliches oft rar gemacht. Meinen Eltern und Freunden danke ich für die Geduld und das Verständnis.

Cottbus , im Dezember 2000

Christian Owczarek



1	Einleitung und Problemstellung .....	1
1.1	Ausgangssituation .....	1
1.2	Zielsetzung .....	3
1.3	Methodische Überlegungen und Bearbeitungsablauf .....	4
2	Übersicht zum Stand der Technik .....	7
2.1	Historische Entwicklung .....	7
2.2	Funktionsprinzip und Einsatzgebiete der Zykloidfeuerung .....	11
2.3	Drallströmungen .....	17
3	Messtechnische Untersuchungen am isothermen Brennkammermodell .....	24
3.1	Messeinrichtung .....	24
3.1.1	Das isotherme Brennkammermodell .....	25
3.1.1.1	Auslegung des Brennkammermodells .....	25
3.1.1.2	Aufbau des Brennkammermodells .....	28
3.1.2	Messtechnik .....	30
3.1.2.1	Die Triple-Splitfilmsonde .....	31
3.1.2.2	Messwertaufnahme .....	32
3.1.2.3	Messwertdarstellung .....	33
3.2	Messergebnisse .....	35
3.2.1	Primärluftfahrweise .....	36
3.2.2	Weitere Betriebsweisen .....	44
3.2.2.1	Betriebsweise mit einer Sekundärluftebene .....	45
3.2.2.2	Betriebsweise mit zwei Sekundärluftebenen .....	48
3.2.2.3	Betriebsweise mit drei Sekundärluftebenen .....	51
3.2.3	Fehlerbetrachtung .....	54
3.3	Zusammenfassung der Messergebnisse .....	57

---

4	Numerische Modellierung .....	65
4.1	Grundlegendes mathematisches Modell .....	66
4.2	Auswahl des Turbulenzmodells .....	71
4.3	Numerisches Modell .....	74
5	Ergebnisse der numerischen Simulation .....	76
5.1	3D Simulation des Referenzfalles .....	77
5.2	Einflussgrößen .....	86
5.2.1	Gitterabhängigkeit .....	86
5.2.2	Turbulenzmodell .....	90
5.2.3	Diskretisierung .....	95
5.2.4	Randbedingungen .....	99
5.3	Simulationen unter Verwendung von Rotationssymmetrie .....	104
5.4	Weitere Simulationen .....	109
5.5	Zusammenfassung der Simulationsergebnisse .....	112
6	Schlussfolgerungen und Ausblick .....	115
7	Literatur .....	117
8	Anhang .....	125

**Abbildungsverzeichnis**

Bild 2-1:	Bauformen von Schmelzaschenfeuerungen.....	8
Bild 2-2:	Naturumlaufkessel mit Drehströmungsfeuerung Siemens-Agrest.....	9
Bild 2-3:	Funktionsprinzip der Zykloidfeuerung .....	12
Bild 2-4:	Kornspektrum der Trockenbraunkohle .....	13
Bild 2-5:	Klärschlammverbrennung in der Zykloidfeuerung.....	15
Bild 2-6:	R+I-Schema der Zykloidfeuerung im Kraftwerkstechnikum von BTU Cottbus/ERI.....	16
Bild 2-7:	Rankine-Wirbel als vereinfachtes Modell von Drallströmungen .....	18
Bild 2-8:	Schematische Darstellung des Strömungsprofils in einem Zyklon .....	19
Bild 2-9:	Schematische Darstellung des Strömungsprofils in Zyklonbrennkammern.....	19
Bild 2-10:	Vereinfachte Darstellung der Zyklonbrennkammerströmung in Abhängigkeit der Anordnung von Eintritts- und Austrittsöffnung.....	20
Bild 3-1:	Messeinrichtung.....	24
Bild 3-2:	Das isotherme Brennkammermodell.....	28
Bild 3-3:	Drallerzeuger des Brennkammermodells.....	29
Bild 3-4:	Messsystem zur Geschwindigkeitsmessung am Brennkammermodell .....	30
Bild 3-5:	Triple-Splitfilmsonde.....	31
Bild 3-6:	Veranschaulichung der Messwertdarstellung .....	34
Bild 3-7:	Geschwindigkeitsbetrag $ v $ bei Primärluftfahrweise mit Referenzmassenstrom .....	37
Bild 3-8:	x-Geschwindigkeitskomponente ( $v_x$ ) bei Primärluftfahrweise mit Referenzmassenstrom .....	38
Bild 3-9:	z-Geschwindigkeitskomponente ( $v_z$ ) bei Primärluftfahrweise mit Referenzmassenstrom .....	39

Bild 3-10:	Gegenüberstellung von $v_x$ und $v_z$ bei Primärluftfahrweise mit Referenzmassenstrom .....	41
Bild 3-11:	Turbulenzgrade bei Primärluftfahrweise mit Referenzmassenstrom.....	41
Bild 3-12:	Primärluftfahrweise mit unterschiedlichen Massenströmen (normiert).....	43
Bild 3-13:	Vergleich der Messreihen P-1, S1-a und S1-c .....	46
Bild 3-14:	Vergleich der Turbulenzgrade der Messreihen P-1, S1-a und S1-c.....	47
Bild 3-15:	Vergleich der Messreihen P-1, S2-a und S2-b.....	49
Bild 3-16:	Vergleich der Turbulenzgrade der Messreihen P-1, S2-a und S2-b .....	50
Bild 3-17:	Vergleich der Messreihen P-1, S2-b und S3-b.....	53
Bild 3-18:	Darstellung des Abklingens der Störung durch die Sondenhalterung .....	56
Bild 3-19:	Darstellung der Impulsstromsumme über dem Sekundärluftanteil .....	61
Bild 3-20:	Darstellung von $v_z$ verschiedener Messreihen auf Messebene 3 .....	61
Bild 3-21:	Vergleich der Messungen an ZBK und Brennkammermodell.....	62
Bild 5-1:	Berechnungsgitter .....	76
Bild 5-2:	Vergleich Simulation Messung (Referenzfall, $ v $ ).....	80
Bild 5-3:	Vergleich Simulation Messung (Referenzfall, $v_x$ ) .....	81
Bild 5-4:	Vergleich Simulation Messung (Referenzfall, $v_z$ ) .....	82
Bild 5-5:	Vergleich Turbulenzgrade.....	84
Bild 5-6:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Gittergröße .....	89
Bild 5-7:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Turbulenzmodells .....	92
Bild 5-8:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Drallfaktors .....	93
Bild 5-9:	Konturen von $v_x$ .....	94
Bild 5-10:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung der Transportterme .....	97
Bild 5-11:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung des Drucks .....	98
Bild 5-12:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Drallerzeugers.....	103



---

Bild 5-13:	2D Simulationsergebnisse mit 90 m/s und 105 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit .....	107
Bild 5-14:	2D Simulationsergebnisse mit 120 m/s und 150 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit .....	108
Bild 5-15:	Vergleich Simulation Messung mit 80 % des Referenzmassenstroms .....	110
Bild 5-16:	Vergleich Simulation Messung bei Primärluft 57 % und Sekundärluft 43 %.....	111

**Messreihenverzeichnis**

Messreihe	Beschreibung
P-1	Primärluftfahrweise, Referenzmassenstrom (0,11 kg/s)
P-2	Primärluftfahrweise, 80 % des Referenzmassenstroms
S1-a	Fahrweise mit Primärluft (83 %) und Sekundärluft 1 (17 %), Referenzmassenstrom
S1-b	Fahrweise mit Primärluft (83 %) und Sekundärluft 1 (17 %), 120 % des Referenzmassenstrom
S1-c	Fahrweise mit Primärluft (57 %) und Sekundärluft 1 (43 %), Referenzmassenstrom
S1-d	Fahrweise mit Primärluft (57 %) und Sekundärluft 1 (43 %), 120 % des Referenzmassenstrom
S2-a	Fahrweise mit Primärluft (50 %), Sekundärluft 1 (37 %) und Sekundärluft 2 (13 %), Referenzmassenstrom
S2-b	Fahrweise mit Primärluft (40 %), Sekundärluft 1 (30 %) und Sekundärluft 2 (30 %), Referenzmassenstrom
S2-c	Fahrweise mit Primärluft (50 %), Sekundärluft 1 (37 %) und Sekundärluft 2 (13 %), 120 % des Referenzmassenstrom
S2-d	Fahrweise mit Primärluft (40 %), Sekundärluft 1 (30 %) und Sekundärluft 2 (30 %), 120 % des Referenzmassenstrom
S2-e	Fahrweise mit Primärluft (50 %), Sekundärluft 1 (37 %) und Sekundärluft 2 (13 %), 150 % des Referenzmassenstrom

- 
- |      |  |
|------|--|
| S2-f | Fahrweise mit Primärluft (40 %), Sekundärluft 1 (30 %) und Sekundärluft 2 (30 %), 150 % des Referenzmassenstrom                        |
| S3-a | Fahrweise mit Primärluft (32 %), Sekundärluft 1 (24 %), Sekundärluft 2 (24 %) und Sekundärluft 3 (20 %), 80 % des Referenzmassenstrom  |
| S3-b | Fahrweise mit Primärluft (32 %), Sekundärluft 1 (24 %), Sekundärluft 2 (24 %) und Sekundärluft 3 (20 %), Referenzmassenstrom           |
| S3-c | Fahrweise mit Primärluft (32 %), Sekundärluft 1 (24 %), Sekundärluft 2 (24 %) und Sekundärluft 3 (20 %), 130 % des Referenzmassenstrom |

**Symbolverzeichnis**

Zeichen	Bedeutung	Einheit
A	Fläche	[m <sup>2</sup> ]
d	Durchmesser	[m]
d <sub>N</sub>	normierter Brennkammerdurchmesser	
e	radialer Abstand	[m]
F	Fläche	[m <sup>2</sup> ]
k	turbulente kinetische Energie	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
M	Modellmaßstab	
m	Massenstrom	[kg/s]
p	Druck	[Pa]
p <sub>stat</sub>	statischer Druck	[Pa]
R, r	Radius	[m]
S	Drallparameter, Drallzahl	
s	Quelle, Senke	
T	Temperatur	[K]
TS	Trockensubstanz	
Tu	Turbulenzgrad	[%]

---

$u_i$	Geschwindigkeitskomponenten	[m/s]
$ v $	Geschwindigkeitsbetrag, Magnitude	[m/s]
$v_{ax}$	axiale Geschwindigkeitskomponente	[m/s]
$v_{tang}$	tangentiale Geschwindigkeitskomponente	[m/s]
$v_x$	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung	[m/s]
$v_y$	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung	[m/s]
$v_z$	Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung	[m/s]
$w$	Geschwindigkeit senkrecht zur durchströmten Fläche	[m/s]
$y^+$	dimensionsloser Wandabstand	
$\mu$	molekulare Viskosität	[kg/m s]
$\mu_t$	turbulente Viskosität	[kg/m s]
$\rho$	Dichte	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\tau$	Schubspannung	[N/m <sup>2</sup> ]



# 1 Einleitung und Problemstellung

## 1.1 Ausgangssituation

Für den wirtschaftlichen und umweltgerechten Einsatz von Braunkohleprodukten wird ein innovatives Feuerungssystem für die dezentrale Wärmeversorgung von Kommunen und Industrie mit dem Ziel entwickelt, eine schadstoffarme Verbrennung mit hohem Wirkungsgrad zu ermöglichen und zudem den notwendigen Additiveinsatz zur Schwefeleinbindung zu minimieren. An der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus (BTU)/Energieressourcen-Institut e.V. (ERI) wird in Zusammenarbeit mit Industrieunternehmen ein spezielles Feuerungssystem - die Zykloidfeuerung - für diesen Einsatz entwickelt. Mit diesen Arbeiten werden nicht nur industrie- und landespolitische Zielstellungen erfüllt, sondern auch ein Beitrag zu den im 4. Programm Energieforschung und Energietechnologie der Bundesregierung genannten Selbstverpflichtungen bezüglich der Senkung von CO<sub>2</sub>-Emissionen in der Bundesrepublik Deutschland geleistet.

Gegenwärtig werden zur Verbrennung von Braunkohlen im Leistungsbereich unter 20 MW<sub>th</sub> zumeist Großwasserraumkessel eingesetzt. Das Emissionsminderungspotential ist bei diesen kleinen Feuerungsanlagen aufgrund der Feuerungsführung begrenzt. Die Realisierung von Sekundärmaßnahmen zur Schadstoffminderung überschreiten in der Mehrzahl der Anwendungsfälle den wirtschaftlichen Rahmen. Dagegen scheitert der Einsatz der emissionsmindernden Wirbelschichttechnik an den hohen Investitionskosten in diesem Leistungsbereich.

Durch die Fa. L. & C. Steinmüller GmbH (LCS), seit Anfang 2000 Babcock Borsig Power Environment GmbH (BBP), wurde die Zykloidfeuerung für die Verbrennung von schadstoffbeladenem Herdofenaktivkoks aus der Rauchgasreinigung von Müllverbrennungsanlagen und kommunalen Klärschlamm entwickelt und zur kommerziellen Anwendung gebracht.

Die Eignung für die Verbrennung von Braunkohlen und Reststoffen wurde in Tastversuchen nachgewiesen. Die dabei erreichten Resultate lassen erwarten, dass die Zykloidfeuerung am dezentralen Wärmemarkt ein deutliches Emissionsminderungspotential im Vergleich zu den bisher vorzugsweise eingesetzten Großwasserraumkesseln besitzt. Mit vergleichsweise niedrigeren Kosten können Emissionswerte von Wirbelschichtfeuerungen erreicht werden. Speziell im Bereich der Braunkohleländer besteht ein Bedarf an Technologien für eine effiziente und schadstoffarme energetische Umsetzung der Braunkohle mit einem hohen Wirkungsgradpotential. Die Zufuehrung von mechanisch entwässertem Klärschlamm und biogenen Reststoffen steigert die Wirtschaftlichkeit solcher dezentralen Anlagen erheblich.

Im Rahmen eines Forschungs- und Entwicklungsprogrammes für ein innovatives Feuerungssystem - der Zykloidfeuerung - wurde durch BTU Cottbus/ERI am Standort Jänschwalde ein Kraftwerkstechnikum errichtet und ist seit März 1998 in Betrieb. Bestandteile dieses Technikums sind u. a. ein 0,6 MW Rauchrohrkessel und eine Zykloidbrennkammer mit einer Feuerungsleistung von 0,5 MW. In diesem Technikum werden die Verbrennungsversuche zur umweltschonenden energetischen Umsetzung von Braunkohlen und Reststoffen mit dem Ziel durchgeführt, den Brennstoffwärmeverbrauch und damit verbunden die CO<sub>2</sub>-Emission zu reduzieren, weitere Schadstoffemissionen, vorrangig NO<sub>x</sub> und SO<sub>2</sub>, zu verringern sowie die Verbrennungskinetik zu verbessern.

Der Lehrstuhl Kraftwerkstechnik der BTU Cottbus führt parallel zu den messtechnischen Untersuchungen dieses Feuerungssystems Grundlagenuntersuchungen durch, da detaillierte Informationen zu den Strömungsvorgängen in der Zykloidbrennkammer im Gegensatz zum fortgeschrittenen technischen Entwicklungsstand nur bedingt vorliegen. Es ist bekannt, dass die Strömungsverhältnisse in Feuerungsanlagen einen entscheidenden Einfluss auf den Energieumwandlungsprozess haben. Deshalb steht die Zykloidbrennkammerströmung im Mittelpunkt der Grundlagenuntersuchungen. Dadurch sollen die verfahrens- und anlagentechnischen Untersuchungen, die weitere Optimierung der Zykloidfeuerung und damit die Entwicklung eines effizienten Anlagenkonzeptes für den Einsatz von Braunkohlen und Brennstoffgemischen unterstützt werden. Mit der vorliegenden Arbeit wird ein erster Beitrag dazu geleistet.



## 1.2 Zielsetzung

Die Zykloidfeuerung ist für die Verbrennung von Aktivkoks seit einigen Jahren im industriellen Einsatz [72, 88]. Die Eignung für den Einsatz von Braunkohle konnte mit den Versuchen an der Technikumsanlage von BTU Cottbus/ERI erfolgreich nachgewiesen werden [47, 49]. Im Gegensatz dazu liegen allgemeine, grundlegende Untersuchungen zu diesem innovativen Feuerungssystem, speziell zum Strömungsverhalten, nur bedingt vor. Aufgrund der Bauform und der Art der Luftzuführung ist die Ausbildung eines Strömungsprofils ähnlich wie in einem Zyklon oder einer Zyklonfeuerung zu vermuten (siehe Kapitel 2.2). Aus der Literatur sind vielfältige Untersuchungen des Strömungsprofils in Zyklonen und Zyklonfeuerungen bekannt (siehe Kapitel 2.3). Umfangreiche detaillierte Untersuchungen zum Strömungsprofil der Zykloidfeuerung und dessen immanenten Abhängigkeiten stehen dagegen noch aus.

Deshalb ist es Zielsetzung dieser Arbeit, erstmalig umfangreiche Kenntnisse über das Strömungsfeld in einer Zykloidbrennkammer zu gewinnen, um in darauf aufbauenden Untersuchungen das Verständnis zu den Vorgängen in der Feuerung erweitern zu können. Diese Erkenntnisse sollen dann die anlagentechnische Optimierung der Zykloidfeuerung unterstützen.

An der Technikumsanlage der Zykloidfeuerung von BTU Cottbus/ERI sind keine umfangreichen Messungen des Strömungsfeldes möglich. Gründe dafür sind:

- die Auslastung der Technikumsanlage durch Verbrennungsuntersuchungen im Rahmen des FuE-Vorhabens,
- Strömungsmessungen in Feuerungsanlagen sind grundsätzlich problematisch,
- die Zugänglichkeit zu wichtigen Brennkammerbereichen ist ungenügend und
- die am Lehrstuhl vorhandene Strömungsmesstechnik ist für den Einsatz in der Feuerung nicht geeignet.

Um dennoch Aussagen zum Strömungsfeld in einer Zykloidbrennkammer treffen zu können, werden konventionelle wissenschaftlich-technische Methoden eingesetzt. In einem ersten Schritt wird deshalb für die Untersuchung des Strömungsfeldes die heiße Strömung modelliert und darauf aufbauend ein isothermes Brennkammermodell errichtet. Anhand dieses Modells soll die isotherme Strömung vermessen und deren Abhängigkeiten herausgearbeitet werden.

In einem zweiten Schritt erfolgt die Erstellung eines CFD-Modells (Computational Fluid Dynamics) zur Beschreibung der isothermen Strömung im Brennkammermodell. Die gewonnenen Messdaten dienen zur Validierung des CFD-Modells. Grundsätzlich können damit Aussagen zum Strömungsverhalten in allen Bereichen der Brennkammer getroffen werden. Durch die Simulationsergebnisse mit dem CFD-Modell können die durch die Messungen gewonnenen Ergebnisse erweitert werden.

Vor allem durch die Kombination beider Untersuchungsmethoden sind erste grundlegende Erkenntnisse über das Strömungsfeld der Zykloidfeuerung sowie Abhängigkeiten der isothermen Strömung zu erwarten. Dabei ist zu berücksichtigen, dass durch die isotherme Modellierung der Feuerraumströmung unmittelbare Rückschlüsse auf die reale, partikelbeladene Strömung, in der Temperatur, Reaktionskinetik und Wärmeübertragung eine entscheidende Rolle spielen, nur bedingt möglich sind. Dennoch ist es unter Berücksichtigung der Ähnlichkeitstheorie möglich, Teilaussagen durch sogenannte Kaltversuche zu gewinnen [43]. In der Perspektive stellen diese Untersuchungen die Grundlage für die Entwicklung eines Gesamtmodells der Zykloidfeuerung unter Berücksichtigung des Mehrphasengemisches mit Verbrennung und Wärmeübertragung dar.

## **1.3 Methodische Überlegungen und Bearbeitungsablauf**

Für das Erreichen der Zielstellung, erste umfangreiche Vorstellungen über das Strömungsfeld in einer Zykloidfeuerung zu gewinnen, werden dem wissenschaftlich-technischen Entwicklungsstand entsprechende moderne

Methoden eingesetzt. Gemäß Aufgabenstellung wird konventionelle Messtechnik und kommerzielle Simulationssoftware angewandt. Folgende Herangehensweise wurde gewählt:

- Zur Untersuchung des Strömungsfeldes der Zykloidfeuerung wird ein isothermes Brennkammermodell eingesetzt, welches auf der Basis der Modellierung der heißen Brennkammerströmung ausgelegt und errichtet wurde. Die Modellierung beschränkt sich auf wesentliche fluiddynamische Kennzahlen.
- Für den ersten Schwerpunkt, die messtechnische Erfassung der Strömung, wird ein Heißfilmanemometer eingesetzt. Erstes Ziel der Strömungsmessungen ist es, grundlegende Vorstellungen über die Strömungsverhältnisse im Brennkammermodell zu gewinnen. Dazu wird der technisch einfachste Fall, die reine Primärluftfahrweise, herangezogen. Der Reproduzierbarkeit der Messungen kommt hierbei eine wesentliche Rolle zu.
- Daran schließt an, auch Fahrweisen mit Sekundärlüften zu untersuchen. Schwerpunkt ist dabei die Variation des Massenstromverhältnisses von Primär- und Sekundärluft und dessen Einfluss auf das Strömungsfeld. Dadurch werden unterschiedliche praxisrelevante Fahrweisen der Feuerung simuliert.
- Den Abschluss der messtechnischen Untersuchungen bildet eine vergleichende Messung an der Technikumsanlage, die dafür „kalt“ in Primärluftfahrweise betrieben wird. Dadurch ist eine Bewertung der Aussagefähigkeit der am Modell durchgeführten Messungen möglich.
- Den zweiten Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bildet die numerische Simulation des Strömungsfeldes im Brennkammermodell. In diesem Zusammenhang soll keine Entwicklung von numerischen Modellen erfolgen, sondern es wird das kommerzielle Programm FLUENT mit den dort implementierten Möglichkeiten für die Verwendung von Diskretisierungsschemata, Turbulenzmodellen etc. zum Einsatz gebracht. Ziel ist es, ein allgemeingültiges Berechnungsmodell der isothermen Strömung im Zykloidbrennkammermodell zu erstellen.

- Zur Validierung der Simulationsergebnisse werden die durchgeführten Messungen herangezogen. Darauf aufbauend sind Aussagen zu Bereichen im Brennkammermodell möglich, die durch die Messtechnik nicht erfasst werden konnten.

Die gewonnenen Erkenntnisse bilden eine gute Ausgangsposition für weiterführende Untersuchungen zur Unterstützung der anlagentechnischen Optimierung der Zykloidfeuerung. Nachfolgend wird ein Überblick zum Stand der Anlagentechnik gegeben. In diesem Zusammenhang wird auch auf Arbeiten Dritter verwiesen, die messtechnische und numerische Untersuchungen an ähnlichen Anlagensystemen durchgeführt haben, da die Zykloidfeuerung bisher nicht Gegenstand wissenschaftlicher Themenstellungen war.

## 2 Übersicht zum Stand der Technik

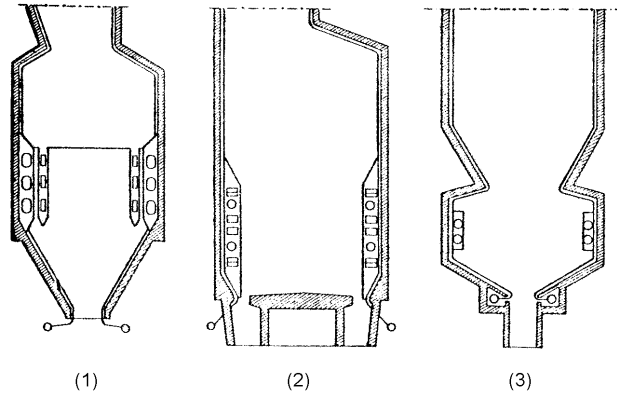
### 2.1 Historische Entwicklung

In den 30er und 40er Jahren des vorigen Jahrhunderts führte das Bestreben, die bis dahin erforderlichen Verbrennungsräume zu verkleinern, die Verbrennung zu intensivieren und damit die Feuerraumbelastung sowie die Kesselwirkungsgrade zu steigern zur verstärkten Entwicklung von Schmelzaschenfeuerungen. Dabei kamen vielfältige Bauformen zum Einsatz [19, 71], Bild 2-1. Nach dem zweiten Weltkrieg konzentrierten sich die Arbeiten auf die Entwicklung einer speziellen Form dieser Feuerungsart – der Zyklonfeuerung [11, 21, 34]. Diese kam vermehrt als Kesselfeuerung in Großkraftwerken zum Einsatz [16, 17, 18]. In den 60er und 70er Jahren erlebte diese Entwicklung ihren bisherigen Höhepunkt [34].

Als Brennstoff für Zyklonfeuerungen in Kesseln mit hoher Dampfleistung wurden vorrangig Steinkohlen eingesetzt, da Braunkohlen aufgrund ihrer Aschebeschaffenheit und ihres hohen Wassergehaltes Probleme bei der kontinuierlichen Ausbildung des Schlackenfilmes in der Brennkammer verursachten [21]. Andererseits zeigte sich, dass sich diese Technologie speziell in kleineren Feuerungsanlagen zur Verbrennung problematischer Brennstoffe eignet. So wurden bereits Ende der 30er Jahre in der ehemaligen UdSSR Zyklonfeuerungen zur Verbrennung von Sägespänen und Torf eingesetzt [34]. Agrest [74] entwickelte ein prinzipiell ähnliches Feuerungssystem - die Drehströmungsbrennkammer - mit trockenem Ascheabzug zur Verbrennung von Ernteabfällen in der Landwirtschaft, welches hauptsächlich in Argentinien und Italien zum Einsatz kam, Bild 2-2.

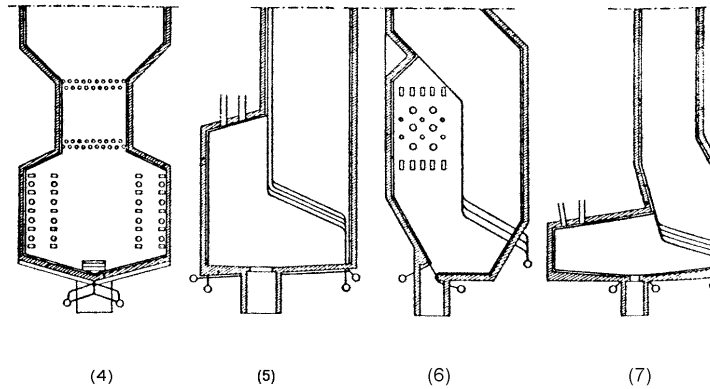
Neben der Kraftwerkstechnik fand diese Technologie auch Anwendung in anderen Bereichen. So gibt es vielfache Einsatzmöglichkeiten in der Verfahrenstechnik, in der metallurgischen und in der chemischen Industrie, bei denen Schmelzzyklone heute noch zum Einsatz gelangen [27, 50, 86].

## Offene und teilloffene Schmelzaschenfeuerungen (ohne Schlackenfangrost)



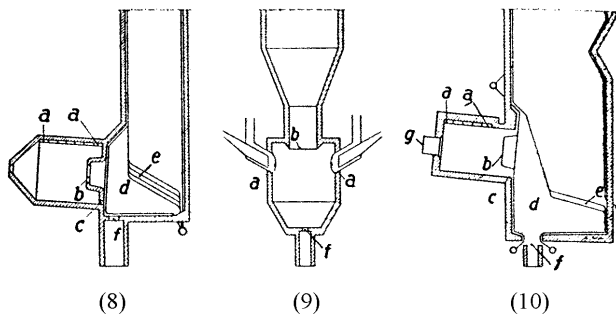
(1) Steiler Trichter, (2) Schmelztisch, (3) teilloffene Feuerung mit Einziehung oberhalb des Feuerraums

## Geschlossene Schmelzaschenfeuerungen mit Schlackenfangrost



(4) Kammer mit Eckenfeuerung, (5) Kammer mit Deckenbrenner, (6) Kammer mit Seitenwandbrenner, (7) Schmelztiegel mit vorgezogenem Feuerraum

## Zyklonenfeuerungen



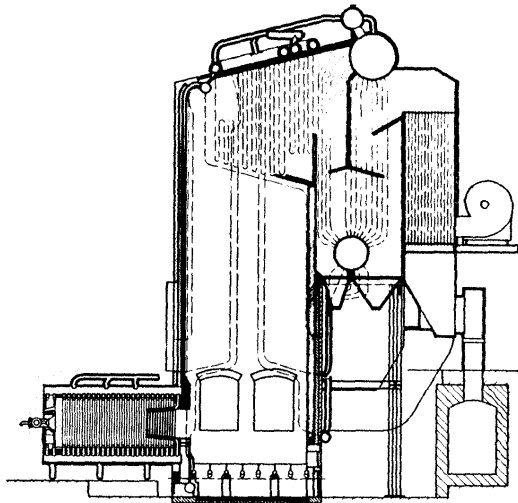
(8) Waagrecht-Zyklon mit tangentialer Kohleneinführung,  
(9) Senkrecht-Zyklon mit tangentialer Kohleneinführung,  
(10) Waagrecht-Zyklon mit Kohleneinführung in die Zyklonspitze

a Einblaseöffnung, b Kragen,  
c Öffnung zur Sekundärkammer d,  
e Fangrost, f Aschenloch,  
g Zuführung der Kohle

Bild 2-1: Bauformen von Schmelzaschenfeuerungen [84]

Für die Strom- und Wärmeenergieerzeugung in Großkraftwerken haben sich jedoch Staubfeuerungen durchgesetzt; zum einen aufgrund der immer schneller steigenden Baugrößen, zum anderen aufgrund hoher  $\text{NO}_x$ -Emissionen und Schwierigkeiten bei der Aufrechterhaltung eines konstanten Aschefflusses im Teillastbereich.

Naturumlaufkessel 20 t/h, 32 at (Siemens-Agrest)



Drehströmungsbrennkammer (Siemens Agrest)

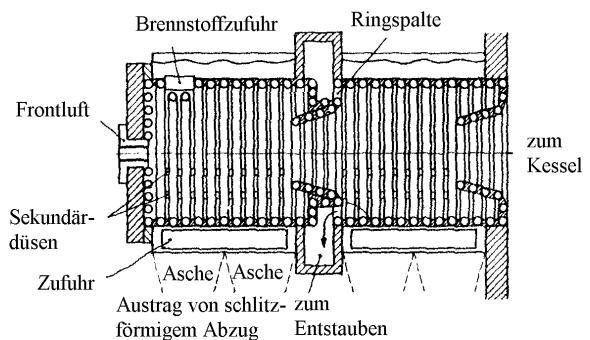


Bild 2-2: Naturumlaufkessel mit Drehströmungsfeuerung Siemens-Agrest [74]

Die Funktionsweise von Zyklonfeuerungen ist in der Literatur ausführlich beschrieben [19, 21, 34, 71]. Es soll daher hier nur kurz darauf eingegangen werden. Bei der Zyklonfeuerung wird die grob vorgebrochene Kohle und die notwendige Verbrennungsluft tangential mit hoher Geschwindigkeit in eine zylindrische Brennkammer aufgegeben, welche je nach Ausführung horizontal oder senkrecht angeordnet ist. Aufgrund der hohen Feuerraumtemperaturen bildet sich an der Brennkammerwand eine flüssige Schlackeschicht. Die aufgegebene Kohle wird durch die Fliehkraft auf die verschlackte Wand „geschleudert“ und bleibt auf der klebrigen Oberfläche der geschmolzenen Schlackeschicht haften. Die Verbrennungsluft strömt mit hoher Geschwindigkeit über die Kohlepartikel und versorgt diese dadurch mit dem zur Verbrennung notwendigen Sauerstoff. Das Kohlepartikel bleibt so lange an der Feuerungswand haften, bis es vollständig abgebrannt ist. Damit erhält hier die erforderliche Ausbrandzeit eine untergeordnete Bedeutung. Die Kohlepartikel können sogar mehrere Minuten an der Wand verweilen [19]. Dadurch kann der Verbrennungsraum deutlich verkleinert sowie der Luftüberschuss gering gehalten werden, ohne den Ausbrand der Kohle herabzusetzen.

Ende der 80er Jahre wurde in der ehemaligen DDR das Prinzip der Zyklonfeuerung und dessen Eignung für problematische Brennstoffe wieder aufgegriffen und mit der Entwicklung einer vertikalen Zyklonfeuerung mit Trockenascheabzug - der kombinierten Wirbelschicht-/Axialzyklonfeuerung - begonnen [2, 7, 78]. Es sollte zur Verbrennung von gering aufbereiteter, nicht vorgetrockneter, ballastreicher Rohbraunkohle eingesetzt werden. Dieses Vorhaben wurde trotz erster erfolgversprechender Versuche nicht weitergeführt. Anfang der 90er Jahre wurde dieses Verfahren durch die Fa. L. & C. Steinmüller GmbH Gummersbach, seit 2000 Babcock Borsig Power Environment GmbH (BBP), für die Verbrennung von schadstoffbeladenem Herdofenkoks aus der Rauchgasnachreinigung von Müllverbrennungsanlagen weiterentwickelt und zur industriellen Anwendung gebracht [72, 88]. Dieses nun als Zykloidfeuerung bezeichnete Feuerungssystem wurde erfolgreich zur thermischen Entsorgung von pressfeuchtem Klärschlamm eingesetzt [14].

Auch für die Verbrennung von Trockenbraunkohle sind bereits Anfang der 90er Jahre von BBP Testversuche durchgeführt worden, die bei der Wärmeerzeugung bezüglich des Schwefeldioxids deutliche Emissionsminderungen im Vergleich zum Großwasserraumkessel erwarten ließen. Die Weiterentwicklung und Einführung der Zykloidfeuerung im Braunkohlenmarkt verzögerte sich jedoch aufgrund der fehlenden Möglichkeiten einer halbindustriellen Erprobung, insbesondere aufgrund der Risiken hinsichtlich Verschmutzung und Korrosion beim Einsatz des Brennstoffs Braunkohle. Auch entsprachen die in den Testversuchen gewonnenen Ergebnisse zum Emissionsverhalten noch nicht ganz den strengen gesetzlichen Anforderungen des kommerziellen Anlagenbetriebes. Erweiterte Kenntnisse sollten außerdem eine größere Reisezeit der Anlagensysteme ermöglichen und durch eine Vereinfachung der Bauweise zur Senkung der spezifischen Investitionskosten und Instandhaltungsaufwendungen führen.

Unter diesen Gesichtspunkten wurde auf dem Industriegelände der Firma Steinmüller Instandsetzung Kraftwerke GmbH (SIK) in Jänschwalde im Rahmen des ERI-Kraftwerkstechnikums eine Versuchsanlage mit atmosphärischer Zykloidfeuerung für die hocheffiziente Verbrennung von Braunkohlen errichtet. Der Aufbau des ERI-Kraftwerkstechnikums in Jänschwalde erfolgte im Rahmen des EU Programms Rechar II, mit Fördermitteln des Landes Brandenburg und mit Unterstützung von



Industrieunternehmen. Damit waren die versuchstechnischen Grundlagen für die weitere Erforschung und Entwicklung der Zykloidfeuerung hin zu einer fortschrittlichen Braunkohleverbrennungstechnik geschaffen.

Seit 1998 läuft ein mehrjähriges BMBF-gefördertes Forschungs- und Entwicklungsvorhaben mit dem Titel: „Untersuchungen zur Verbrennung von Braunkohlen und Mischbrennstoffen in einer Zykloidfeuerung“ [32, 48, 76]. Die Industrieunternehmen BBP Gummersbach und LAUBAG Senftenberg unterstützen das Vorhaben materiell. Wissenschaftlich begleitet wird das Forschungs- und Entwicklungsvorhaben durch die vorliegende Arbeit.

## **2.2 Funktionsprinzip und Einsatzgebiete der Zykloidfeuerung**

Bei der Zykloidfeuerung handelt es sich um eine vertikal angeordnete, adiabate Brennkammer mit aufgeprägter Rotationsströmung, die bei Temperaturen unterhalb des Ascheerweichungspunktes des Brennstoffes betrieben wird.

Konstruktiv besteht die Brennkammer im wesentlichen aus einem zylindrischen und einem konischen Teil, Bild 2-3. Im oberen Teil der Brennkammer befindet sich eine Einschnürung des Brennraumes mit nachfolgend angeordneter Nachbrennkammer und Umlenkung zum Rauchrohrkessel. Die Verbrennungsluft wird der Brennkammer tangential zugeführt, primär am Brennkammerboden über einen Drallerzeuger und sekundär über mehrere tangential am Brennkammerumfang und in verschiedenen Höhenstufen angeordnete Düsen. Hierdurch wird die angestrebte, weitgehend aufwärts gerichtete Rotationsströmung ausgebildet. Eine Luftstufung ist durch entsprechende Primär- und Sekundärluftaufteilung einstellbar.

Als Brennstoff wird vorrangig handelsübliche Wirbelschichtbraunkohle ohne Feinmahlung mit einem Körnungsband im Bereich  $< 6$  mm eingesetzt, Tabelle 2-1 und Bild 2-4. Der eingesetzte Brennstoff wird über einen Zuteiler der Brennkammer dosiert zugeführt. In der stark verdrallten Strömung bewegen sich die Brennstoffpartikel solange im Rotationsfeld innerhalb der Brennkammer, bis sie ausgebrannt sind und über das Kernrohr ausgetragen werden [49].

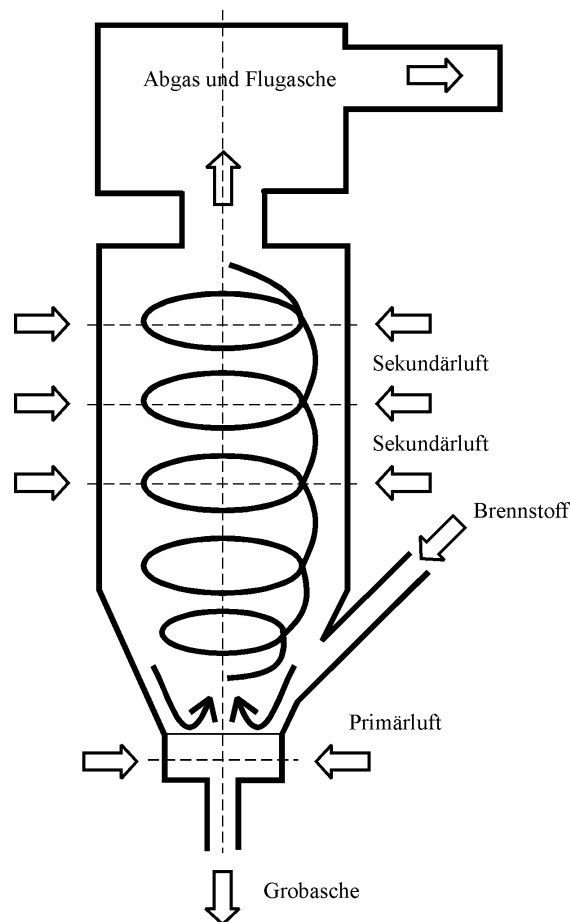


Bild 2-3: Funktionsprinzip der Zykloidfeuerung

Die Ausbrandwerte der Zykloidfeuerung sind aufgrund der langen Verweilzeit in der Brennkammer und einer Verbrennungstemperatur unterhalb von 1.000 °C deutlich höher als die in Staubfeuerungen. Der Gehalt an Unverbranntem liegt im Bereich  $< 1\%$ . In vertikaler Richtung bildet sich in der Kernzone der Brennkammer ein nahezu feststofffreier Bereich. Grobe Aschepartikel sinken auf den Brennkammerboden ab und werden mit der Entaschung ausgetragen.

Ein entscheidendes Merkmal dieses innovativen Feuerungssystems ist, neben der adiabaten Brennkammer und der gestuften Luftzuführung, der Betrieb unterhalb des Ascheerweichungspunktes im Bereich zwischen 800 °C und 1.000 °C. Dies unterscheidet die Zykloidfeuerung von den in der Vergangenheit oft eingesetzten Zyklonfeuerungen, die zu den Schmelzkammerfeuerungen zu zählen sind. Durch die gestufte Luftzuführung und die brennkammertypische Rotationsströmung wird eine in radialer und axialer Richtung weitestgehend gleichmäßige Temperaturverteilung erzielt [32].

<b>Immediatanalyse</b>		
Wassergehalt	Ma.-%	19,0
Aschegehalt	Ma.-%	5,5
Flüchtige	Ma.-%	41,0
Fixer Kohlenstoff	Ma.-%	34,5
Heizwert	kJ/kg	19.000
<b>Elementaranalyse</b>		
Kohlenstoff	Ma.-%	51,5
Wasserstoff	Ma.-%	3,5
Sauerstoff	Ma.-%	19,0
Stickstoff	Ma.-%	0,7
Schwefel gesamt	Ma.-%	< 0,8

Tabelle 2-1: Brennstoffzusammensetzung und charakteristische Eigenschaften [47]

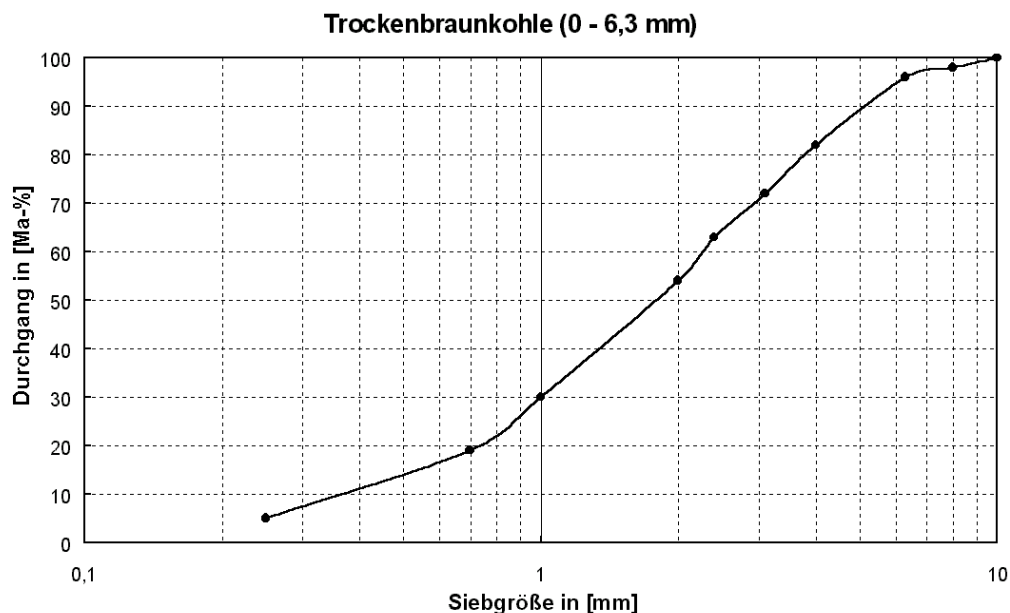


Bild 2-4: Kornspektrum der Trockenbraunkohle [47]

Die Verschlackungserscheinungen sind bei einer optimalen Fahrweise der Anlage gering. Die beschriebenen Eigenschaften der Zykloidfeuerung ermöglichen den Einsatz einer breiten Brennstoffpalette, insbesondere auch den Einsatz minderwertiger Brennstoffe [32, 49].

Auch die geringen Emissionen resultieren aus den Eigenschaften der Zykloidfeuerung. Aufgrund der Verbrennung in einer stark verdrahten Rotationsströmung findet eine homogene Vermischung von Brennstoff mit der Verbrennungsluft statt. Die hohen Partikelverweilzeiten ermöglichen einen sehr guten Ausbrand, so dass die CO-Emissionen in der Regel  $20 \text{ mg/Nm}^3$  unterschreiten, bezogen auf einen Sauerstoffgehalt im Rauchgas von 7 % (7 %  $\text{O}_2$ ). Die Verbrennungstemperaturen in der Zykloidfeuerung liegen unterhalb von  $1.000^\circ\text{C}$ , so dass die thermische  $\text{NO}_x$ -Bildung vernachlässigbar ist. Die  $\text{NO}_x$ -Emissionen werden hauptsächlich über den vom Brennstoff eingebrachten Stickstoffgehalt gebildet. Durch die gestufte Luftzuführung und eine Rauchgasrezirkulation (abgekühltes und entstaubtes Rauchgas) wird eine gute  $\text{NO}_x$ -Minderung in der Zykloidfeuerung erreicht. Die gemessenen Gehalte an  $\text{NO}_x$  können bei optimaler Einstellung auf Werte unter  $200 \text{ mg/Nm}^3$  (7 %  $\text{O}_2$ ) vermindert werden. Eine günstige Ausgangssituation bezüglich der  $\text{SO}_2$ -Emission wird bereits durch den niedrigen Schwefelgehalt der Lausitzer Braunkohle erzielt. Mit typischen Gehalten von 0,44 Ma.-% bis 0,52 Ma.-% liegt die maximale theoretische Emission bei Werten zwischen  $1.200 \text{ mg/Nm}^3$  bis  $1.500 \text{ mg/Nm}^3$  (7 %  $\text{O}_2$ ). Eine weitere Verminderung der  $\text{SO}_2$ -Emission wird durch die Rauchgasrezirkulation erreicht. Wesentliche Einflussfaktoren sind hierbei die Temperaturvergleichmäßigung und die Erhöhung der Reaktionszeit. Das mit Schwefeldioxid beladene Rauchgas gelangt in Kontakt mit den mineralischen Bestandteilen der Asche, und die Kohlepartikel verweilen aufgrund der verzögerten Verbrennungsreaktion länger in der Brennkammer [47].

Generell kann die Zykloidfeuerung zur Verbrennung von unterschiedlichen Substanzen benutzt werden. Gegenwärtig wird sie ausschließlich zur Monoverbrennung verwendet. Die Zykloidbrennkammer wurde von der Fa. BBP zur Verbrennung von schadstoffbeladenem Aktivkoks aus der Abgasreinigung von Müllverbrennungsanlagen entwickelt und wird in Lizenz von der Fa. Hugo Petersen für die thermische Entsorgung von kommunalem Klärschlamm eingesetzt [72, 88].

Zwei Anlagen zur Verbrennung von schadstoffbeladenem Aktivkoks aus der Müllverbrennung werden in Rotterdam und in Stapelfeld bei Hamburg genutzt. Die Brennkammern besitzen eine Nennleistung von jeweils  $160 \text{ kg/h}$  Altkoks [76]. Eine kommerzielle Anlage zur Klärschlammverbrennung ist in

Wilhelmshaven in Betrieb. Diese Anlage hat eine Feuerungsleistung von 1 MW, was einem Massenstrom von ca. 300 kg/h Trockensubstanz entspricht.

Bild 2-5 zeigt das Anlagenschema zur Monoverbrennung von pressfeuchtem Klärschlamm mit der Zykloidfeuerung. Der pressfeuchte Klärschlamm (30 % TS) wird im Mischer mit getrocknetem Klärschlamm (90 % TS) vermengt. Nachdem der Klärschlamm gemischt und sein Trockensubstanzgehalt erhöht wurde, erfolgt eine Trocknung auf einen Wassergehalt von ca. 10 %. Das entstehende trockene Klärschlammgranulat wird in der Zykloidbrennkammer verbrannt. Die entstehende Wärmemenge des Rauchgases wird in einem Dampferzeuger abgegeben. Das Rauchgas wird in den nachfolgenden Anlagen gereinigt und dann über den Kamin an die Umgebung abgegeben.

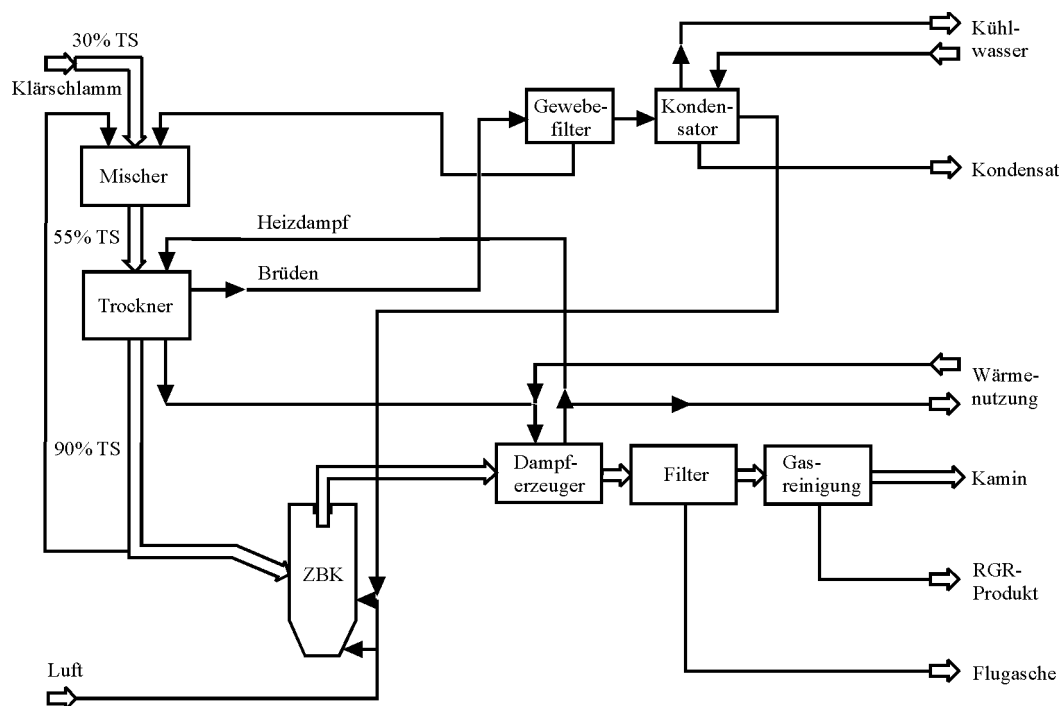


Bild 2-5: Klärschlammverbrennung in der Zykloidfeuerung [72]

Die im Kraftwerkstechnikum von BTU Cottbus/ERI stehende Zykloidfeuerung im Technikumsmaßstab hat eine Feuerungsleistung von 0,5 MW. Dies entspricht einem Kohlemassenstrom von 95 kg/h. Sie steht für die Durchführung von Verbrennungsversuchen zur umweltschonenden energetischen Umsetzung von Braunkohlen und Reststoffen zur Verfügung mit dem Ziel:

- den Brennstoffwärmeverbrauch,
- damit verbunden die CO<sub>2</sub>-Emission zu reduzieren,
- weitere Schadstoffemissionen zu verringern sowie
- die Verbrennungskinetik zu verbessern [47].

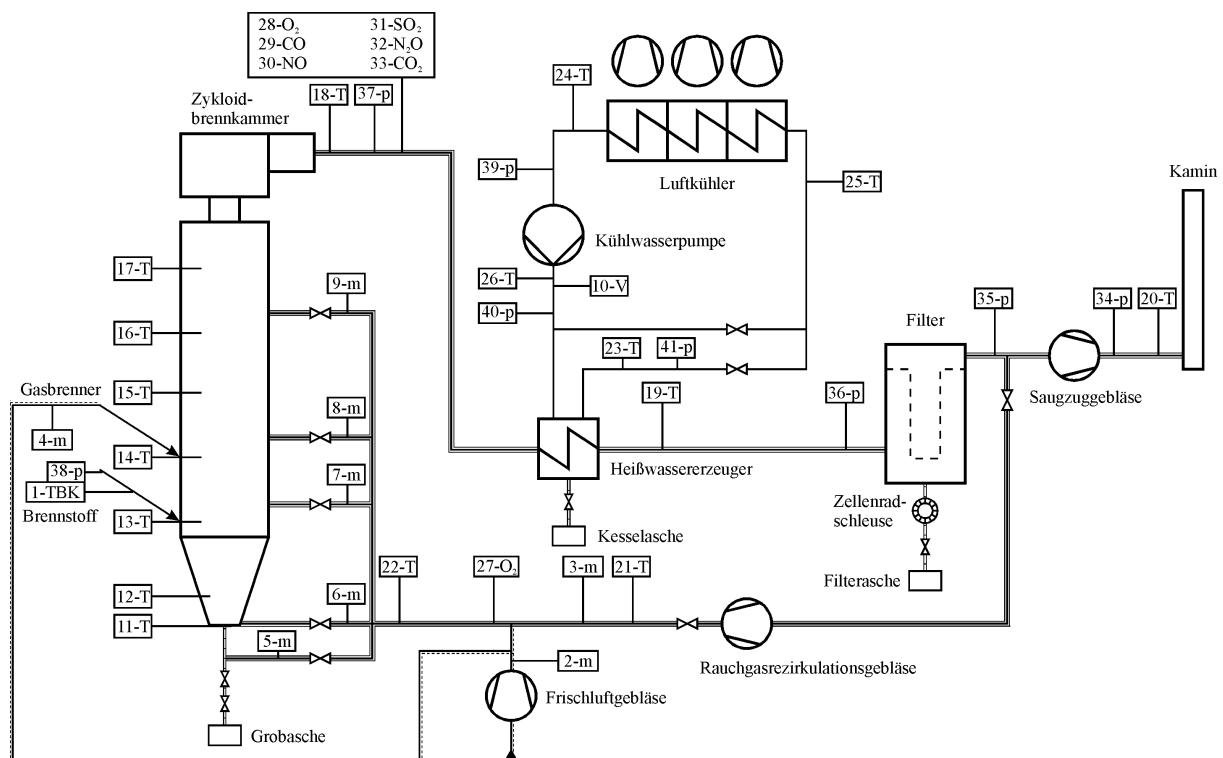


Bild 2-6: R+I-Schema der Zykloidfeuerung im Kraftwerkstechnikum von BTU Cottbus/ERI

Im Bild 2-6 ist das R+I-Schema der Zykloidfeuerung im Kraftwerkstechnikum von BTU Cottbus/ERI dargestellt. Der Zykloidbrennkammer ist ein Abhitzeessel - ein stehender Rauchrohrkessel - mit Abgasreinigung (Schlauchfilter), Saugzuggebläse und Kamin nachgeschaltet. Die Wärmeabfuhr der im Abhitzeessel abgegebenen Wärme erfolgt über einen außerhalb der Halle aufgestellten Luftkühler. Durch ein Rauchgasrezirkulationsgebläse ist eine Vermischung von Frischluft und kaltem, gereinigtem Rauchgas zur NO<sub>x</sub>-Emissionsminderung möglich. Zwei parallel angeordnete Brennstoffdosiersysteme erlauben den Einsatz einer breiten Brennstoffpalette.

Die Technikumsanlage ist hinsichtlich der Anzahl und Anordnung der Messstellen für einen wissenschaftlichen Betrieb ausgelegt. Die Messdatenerfassung und die frei programmierbare Steuerung erfolgt auf Basis eines Industrie-PC. Die Simulation eines vollautomatischen Betriebs (BoB) ist realisierbar.

## 2.3 Drallströmungen

Drallströmungen treten sowohl in der Natur als auch in den verschiedensten technischen Anlagen auf. Eine Vielzahl von Arbeiten beschäftigt sich mit der umfangreichen Problematik dieser Strömungsform. Vor dem Hintergrund der Zielsetzung der vorliegenden Arbeit, der Bauform und des Funktionsprinzips der zu untersuchenden Anlage beschränken sich die folgenden Ausführungen hauptsächlich auf zwei spezielle Anlagentypen. Zyklonbrennkammer und Zyklon verfügen über große Ähnlichkeiten mit der Zykloidbrennkammer.

Bei Drallströmungen ist einer primär axialen Strömung eine Rotationsbewegung überlagert. Der Geschwindigkeitsvektor besitzt neben einer Axialkomponente  $v_x$  eine Umfangskomponente  $v_z$  und eine radiale Komponente  $v_y$ . Aus ihnen resultiert der Geschwindigkeitsbetrag  $|v|$ . Die Strömung hat damit dreidimensionalen Charakter. Für die meisten Untersuchungen genügt es allerdings nur  $v_x$  und  $v_z$  zu berücksichtigen, da sie das Strömungsfeld dominieren. Typische Drallströmungen können grob vereinfacht mit dem Modell des Rankine-Wirbels wiedergegeben werden [35, 70]. Dieses Modell besteht aus einem Potentialwirbel im Außenbereich mit

$$v_{\text{tang}} \cdot r = \text{const.} \quad \text{für } R_i < r < R \quad (1)$$

und einem Starrkörperwirbel im Kern mit

$$\frac{v_{\text{tang}}}{r} = \text{const.} \quad 0 < r < R_i \quad (2)$$

Im idealen, verlustfreien Potentialwirbel ist

$$v_{\text{ax}} = \text{const.} \quad (3)$$

und im Starrkörperwirbel lautet nach [70] der vereinfachte Ansatz

$$v_{ax} = 0. \quad (4)$$

Die im Rankine-Wirbel herrschende Verteilung der Umfangs- und Axialgeschwindigkeit sowie des statischen Druckes ist in Bild 2-7 dargestellt. Das tatsächliche Strömungsfeld unterscheidet sich hiervon im Allgemeinen nur durch eine schmale Zwischenzone, in der der Starrkörperwirbel in den Potentialwirbel übergeht und durch eine stetige Veränderung der Axialgeschwindigkeit.

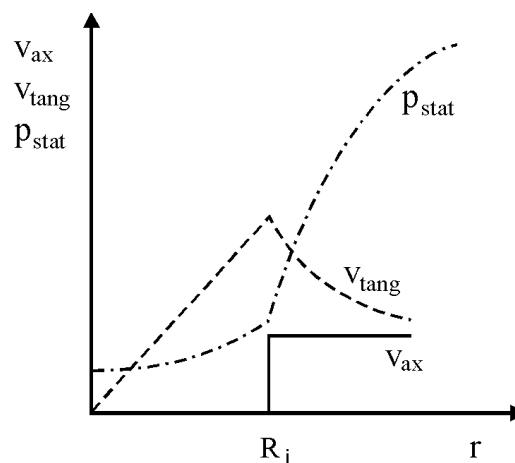


Bild 2-7: Rankine-Wirbel als vereinfachtes Modell von Drallströmungen [70]

Aufgrund der Geometrie und der Art der Luftzuführung ist in der Zykloidbrennkammer mit einer weitgehend aufwärtsgerichteten Rotationsströmung zu rechnen. Prinzipiell ist die Strömung in einer Zykloidbrennkammer damit ähnlich der Strömung in Zyklonen oder Zyklonfeuerungen. Die Strömungsprofile beider Anlagentypen sind aus der Literatur bekannt. Eine schematische Darstellung erfolgt in den Bildern 2-8 und 2-9.

Zyklone und Zyklonbrennkammern sind typische Beispiele für Drallströmungen. In den Bildern 2-8 und 2-9 ist das Verhalten von  $v_{tang}$  entsprechend des Modells des Rankine-Wirbels zu erkennen. Dagegen treten bei  $v_{ax}$  Abweichungen zur Modellvorstellung auf. Es sind „Nulldurchgänge“ d. h., Richtungswechsel der Axialgeschwindigkeit zu beobachten. Durch die von der Tangentialgeschwindigkeitskomponente der Strömung bewirkten Fliehkräfte bildet sich im Strömungskern ein Unterdruckgebiet aus.



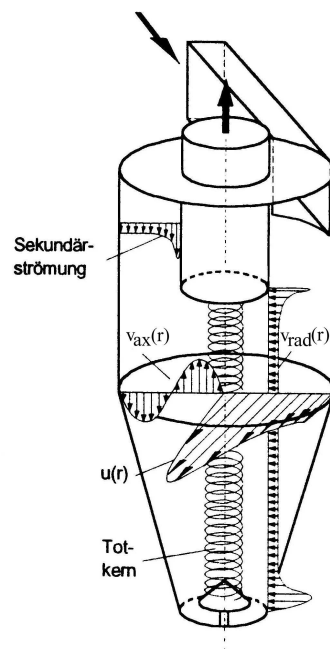


Bild 2-8: Schematische Darstellung des Strömungsprofils in einem Zyklon [31]

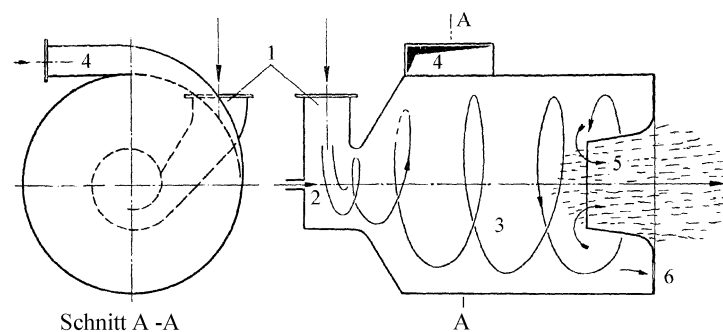
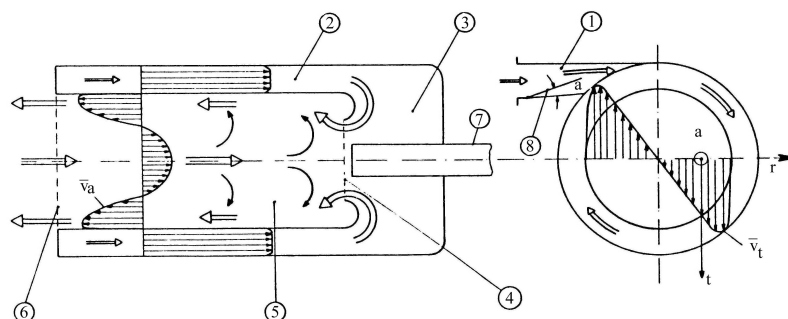

 1 Einführung des Erstgemisches, 2 Eintrittskammer, 3 Schmelzraum (Zyklonbrenner),  
 4 tangentielle Einführung der Zweitluft, 5 vorstehender Austrittsstutzen,  
 6 Schlackenauslauföffnung

 1 Tangentialeinlauf, 2 Ringspalt, 3 Umlenkraum, 4 Brenneintritt,  
 5 Brennraum, 6 Brenneintritt, 7 Brenner, 8 Drallklappe  
 (a axiale; r radiale; t tangentielle Brennraumrichtung)

Bild 2-9: Schematische Darstellung des Strömungsprofils in Zyklonbrennkammern [9, 19]

In den beiden betrachteten Anlagen ist der erzeugte Unterdruck so groß, dass sich ein Rückströmgebiet ausbildet. Die Anzahl der Richtungswechsel der Axialgeschwindigkeit wechselt in Abhängigkeit der Anordnung von Eintritts- und Austrittsöffnung ggf. mehrmals [77]. Untersuchungen dazu wurden von Cautius [13] an einem Kaltmodell einer Zyklonfeuerung durchgeführt, Bild 2-10. Aufgrund der vergleichbaren Anordnung der Luftzuführungen sind wahrscheinlich im Zyklonbrennkammermodell mehrere Richtungswechsel der Axialgeschwindigkeit, wie in Bild 2-10 (Teil 2 oder 3) dargestellt, zu erwarten.

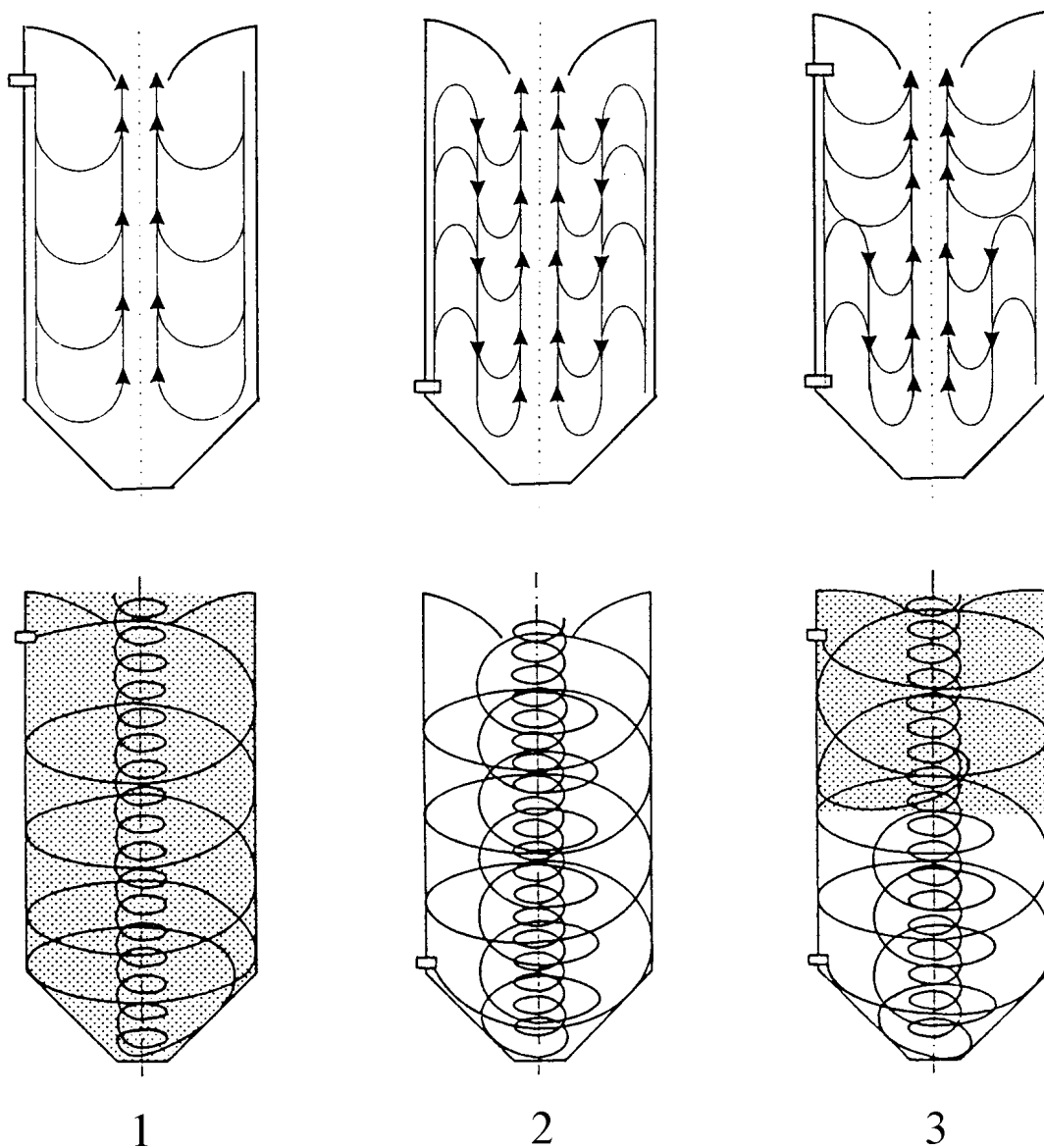


Bild 2-10: Vereinfachte Darstellung der Zyklonbrennkammerströmung in Abhängigkeit der Anordnung von Eintritts- und Austrittsöffnung [77]

Eine Einflussgröße zur Kennzeichnung dieser Strömung ist der Drall. Zur Charakterisierung des Dralls wird üblicherweise der Quotient der Ströme von Axialimpuls und Impulsmoment herangezogen [5, 37]. Bezogen wird dieser Quotient meistens auf den Drallerzeuger, wobei das Impulsmoment mit einer charakteristischen Länge, meist mit dem Radius des Drallerzeugers, dimensionslos gemacht wird. Damit ergibt sich der Drallparameter bzw. die Drallzahl zu

$$S = \frac{\int \rho v_{ax} v_{tang} r^2 dr}{r_0 \int (\rho v_{ax}^2 + p_{stat}) r dr} \quad (5)$$

wenn äußere Kräfte fehlen. Der Term für den statischen Druck wird oftmals vernachlässigt. Mit Leitschaufeln lassen sich, z. B. bei Drallbrennern, Drallparameter bis etwa  $S = 5$  erreichen. Mit tangentialer Zufuhr können die Werte auch deutlich höher ausfallen [36, 37]. Bei Zyklonbrennkammern wurden nach [5] Werte bis zu  $S = 20$  ermittelt. Die Messung des Drallparameters ist auf unterschiedliche Weise möglich. Es kann die aus einem Drallerzeuger austretende Strömung in einem geeigneten Apparat aufgefangen und die Impulse direkt gemessen oder die notwendigen Geschwindigkeitskomponenten und der Druck in einer Ebene kurz hinter dem Drallerzeuger aufgenommen werden. Beim Fehlen von Messwerten ist in erster Näherung eine Ableitung der Drallzahl aus den geometrischen Abmessungen des Drallerzeugers möglich. Bei tangentialem Eintritt des Stromes in eine zylindrische Drallkammer gilt

$$S \approx \frac{F_0 \cdot e}{F_e \cdot 2r_0} = \frac{\pi e r_0}{2 F_e} \quad (6)$$

mit den Querschnitten der Drallkammer ( $F_0$ ) und der tangentialen Zuführung ( $F_e$ ) sowie dem radialen Abstand ( $e$ ) zwischen der Achse der Drallkammer und der Achse der tangentialen Zufuhr [35, 36].

Die Drallströmung in Zyklonen und Zyklonfeuerungen war in der Vergangenheit schon vielfach Gegenstand von Forschungsarbeiten und ist es auch heute noch. Beide Anlagentypen sind schon seit langem im industriellen Einsatz. So werden Zyklone bereits seit über 100 Jahren zur Trennung von strömungsfähigen Substanzen unterschiedlicher Dichte verwendet. Aufgrund ihres einfachen Aufbaus, ihrer Betriebssicherheit sowie ihrer geringen

Investitionskosten gewannen sie ein breites Anwendungsgebiet. Sie werden in der heutigen Zeit noch vielfach eingesetzt. So kommt ihnen in der modernen Kraftwerkstechnik bei atmosphärischen und druckaufgeladenen Wirbelschichtfeuerungen eine entscheidende Bedeutung zu.

Schwerpunkte der Forschungsarbeiten an Zyklonen waren u. a. Strömungsuntersuchungen, Untersuchungen zur Reduzierung des Druckverlustes und zur Verbesserung der Abscheideleistung. Einen umfassenden und vergleichenden Überblick geben z. B. die Arbeiten von Meißner [57] und Kirch [46]. Bedeutende Arbeiten zur Strömungsuntersuchung wurden von Ter Linden [56], Kecke [45] und Mothes [59] durchgeführt, die die Zyklonströmung mit unterschiedlichen Messtechniken untersuchten und wesentlich zum Verständnis der dreidimensionalen Zyklonströmung beitrugen. Theoretische Berechnungsansätze für Abscheidegrad und Geschwindigkeitsverteilung entwickelten u. a. Feifel [23], Barth [3] und Muschelknautz [60, 61, 62]. Trotz der vielen vorliegenden Untersuchungsergebnisse konnten noch nicht alle Phänomene geklärt werden. Es wird deshalb noch intensiv am Zyklon geforscht [31], dabei kommen verstärkt moderne Simulationsprogramme zum Einsatz [30, 38].

Die schon in Kapitel 2.1 beschriebene Entwicklung der Anlagentechnik von Zyklonfeuerungen wurde verstärkt seit Mitte der 50er Jahre durch wissenschaftliche Forschungsarbeiten begleitet. Allgemein spielen in der Feuerungstechnik drallbehaftete Strömungen eine wichtige Rolle. Drallströmungen werden in Abhängigkeit der Feuerung in unterschiedlicher Art und Weise eingesetzt, ihre Vorteile ausgenutzt [37]. Durch ihren Einsatz ist u. a. ein sicheres Zündverhalten, eine stabil brennende Flamme, eine verbesserte Durchmischung sowie eine Konzentration bzw. Vergleichmäßigung von Brennstoff oder Luft an vorgegebenen Stellen möglich. Einen allgemeinen Überblick zu den Problemstellungen bei Drallströmungen in Feuerungen gibt [5].

Zu Beginn standen in den umfangreichen Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Zyklonfeuerungen experimentelle Versuche zur Optimierung des Verbrennungsverhaltens im Vordergrund. In [12, 17, 18, 68] sind einige Arbeiten beschrieben, in denen unterschiedliche Einflüsse auf das Verbrennungsverhalten sowie den Betrieb von Zyklonfeuerungen untersucht wurden. Wie schon beim Zyklon erwähnt dauern auch hier die

Forschungsarbeiten an, ebenfalls verstärkt mit Unterstützung moderner Simulationsprogramme [77].

In diesem Zusammenhang erlangten die Untersuchungen des Strömungsfeldes in Zyklonfeuerungen bald besondere Bedeutung. So wurde die Strömung vor allem an Kaltmodellen mit unterschiedlichen Messtechniken vermessen und Einflussgrößen auf das Strömungsverhalten untersucht [9, 42, 64]. Besonders Carlowitz befasste sich mit der gezielten Beeinflussung der Strömung in Zyklonbrennkammern durch Wirbelfäden und der dadurch verstärkten Turbulenz der Strömung [9, 10]. Auch Jacobs [42] und Syred/Beer [87] untersuchten nichtaxialsymmetrische Störungen in der Strömung von Zyklonbrennkammern und Wirbelkammern. Neben den Strömungsuntersuchungen wurden frühzeitig Berechnungsansätze zur theoretischen Beschreibung der Strömung in Zyklonbrennkammern und zur Grenzkornproblematik entwickelt [55, 91].

Die in den letzten Jahren deutlich gestiegene Leistungsfähigkeit der Computer führte auch bei der Untersuchung von Zyklonen und Zyklonfeuerungen zu einer verstärkten Anwendung von Simulationsprogrammen [33, 40, 50, 58, 66]. Dabei stellt besonders die Simulation der stark verdrallten Strömungen eine Herausforderung dar [8, 81]. Derzeit sind eine Reihe von Strömungssimulationsprogrammen verfügbar, kommerzielle wie auch Eigenentwicklungen verschiedener Hochschulen und Universitäten. Slack/Boysan stellen in [80] den erfolgreichen Einsatz des in der vorliegenden Arbeit verwendeten kommerziellen Programms FLUENT zur Simulation einer Zyklonströmung dar. Dabei werden die Ergebnisse und vor allem die eingesetzten Randbedingungen der Berechnung, z. B. verwendete Diskretisierungsschemata, Gitteraufbau, Turbulenzmodell etc., sehr detailliert beschrieben.

In den nachfolgenden Kapiteln werden die durchgeführten ersten umfangreichen Untersuchungen des Strömungsfeldes einer Zykloidbrennkammer vorgestellt und deren Ergebnisse diskutiert. Die dabei gewählte Herangehensweise der Strömungsmessungen an einem Kaltmodell und anschließender numerischer Simulation korrespondiert mit anderen wissenschaftlichen Arbeiten.

## 3 Messtechnische Untersuchungen am isothermen Brennkammermodell

### 3.1 Messeinrichtung

Die Messeinrichtung besteht im wesentlichen aus folgenden drei Komponenten, Bild 3-1:

- Isothermes Modell der Brennkammer,
- Messtechnik zur Aufnahme von Geschwindigkeitsfeldern und
- Lüfter mit Rohrleitung und Armaturen.



Bild 3-1: Messeinrichtung

In der Rohrleitung zwischen Lüfter und Brennkammermodell befindet sich eine Messblende zur Ermittlung des Massenstromes. Mit den Armaturen kann der entsprechende Gesamtmassenstrom (Lastzustand) eingestellt werden. Die Förderleistung des Lüfters beträgt 3600 m<sup>3</sup>/h bei 100 mbar Druckerhöhung. Die beiden anderen Komponenten, Modell der Brennkammer und Messtechnik, werden nachfolgend detaillierter beschrieben.

### **3.1.1 Das isotherme Brennkammermodell**

#### **3.1.1.1 Auslegung des Brennkammermodells**

Da eine Untersuchung des Strömungsprofils mit der vorhandenen Messtechnik an der Technikumsanlage bei laufendem Betrieb praktisch nicht möglich ist, wurde ein isothermes Brennkammermodell errichtet. Die Modellierung der heißen Brennkammerströmung erfolgte auf der Basis fluiddynamischer Ähnlichkeiten. Der Partikeleinfluss sowie die Effekte der Verbrennungsreaktion fanden dabei keine Berücksichtigung, da gemäß der Aufgabenstellung mit dieser Arbeit die reine isotherme Gasphase untersucht werden soll. Mit diesen Randbedingungen kann die Anzahl der zu berücksichtigenden Ähnlichkeitskennzahlen deutlich eingegrenzt werden [43].

Das Brennkammermodell ist eine maßstabsgetreue Abbildung der Technikumsanlage. Die Reynoldszahl in Zykloidbrennkammer und Brennkammermodell ist ähnlich und liegt klar im turbulenten Bereich. Die Drallzahl beider Anlagen liegt, bezogen auf die geometrischen Abmessungen der Drallerzeuger, deutlich über 10.

Bei der Modellierung kommt der Dimensionierung der Eintrittsquerschnitte der Luftzuführungen von Primär- und Sekundärluft eine besondere Bedeutung zu. Dabei wird nach einem Ansatz von Thring/Newby der Dichte- bzw. Temperaturunterschied zwischen der Luftmasse in der Brennkammer (eigentlich Rauchgas/Kohle-Gemisch) und der zugeführten Luft (Primär- und Sekundärluft) berücksichtigt [4, 67, 93].

Voraussetzung für die Dimensionierung der Eintrittsquerschnitte des Kaltmodells (Index „KM“) sind gleiche Massenstrom-, Geschwindigkeits- und Impulsverhältnisse wie in der Zykloidbrennkammer (Index „ZBK“), d. h.,

zwischen dem Rauchgasstrom in der Brennkammer (Index „BK“) und den zugeführten Luftmengen (Index „ZL“). Mit dieser Voraussetzung

$$\left( \frac{\dot{m}_{ZL}}{\dot{m}_{BK}} \right)_{ZBK} = \left( \frac{\dot{m}_{ZL}}{\dot{m}_{BK}} \right)_{KM} \quad (7)$$

$$\left( \frac{w_{ZL}}{w_{BK}} \right)_{ZBK} = \left( \frac{w_{ZL}}{w_{BK}} \right)_{KM} \quad (8)$$

$$\left( \frac{\dot{m}_{ZL} \cdot w_{ZL}}{\dot{m}_{BK} \cdot w_{BK}} \right)_{ZBK} = \left( \frac{\dot{m}_{ZL} \cdot w_{ZL}}{\dot{m}_{BK} \cdot w_{BK}} \right)_{KM} \quad (9)$$

folgt aus Gleichung (7) mit  $\dot{m} = \rho \cdot w \cdot A$ :

$$\left( \frac{\rho_{ZL} \cdot w_{ZL} \cdot A_{ZL}}{\rho_{BK} \cdot w_{BK} \cdot A_{BK}} \right)_{ZBK} = \left( \frac{\rho_{ZL} \cdot w_{ZL} \cdot A_{ZL}}{\rho_{BK} \cdot w_{BK} \cdot A_{BK}} \right)_{KM} . \quad (10)$$

Unter der Annahme, dass sich Rauchgas und Luft wie ideale Gase verhalten, gilt

$$\frac{p}{R \cdot T} = \frac{m}{V} = \rho \quad (11)$$

wobei  $R$  hier für die Gaskonstante steht. Damit folgt aus Gleichung (10)

$$\frac{\left( \frac{p_{ZL}}{T_{ZL}} \cdot w_{ZL} \cdot A_{ZL} \right)_{ZBK}}{\left( \frac{p_{BK}}{T_{BK}} \cdot w_{BK} \cdot A_{BK} \right)_{ZBK}} = \frac{\left( \frac{p_{ZL}}{T_{ZL}} \cdot w_{ZL} \cdot A_{ZL} \right)_{KM}}{\left( \frac{p_{BK}}{T_{BK}} \cdot w_{BK} \cdot A_{BK} \right)_{KM}} . \quad (12)$$



Unter Berücksichtigung von Gleichung (8) und der Annahme, dass der Druck in der Brennkammer und den Zuleitungen gleich hoch ist, folgt

$$\frac{\left(\frac{A_{ZL}}{T_{ZL}}\right)_{ZBK}}{\left(\frac{A_{BK}}{T_{BK}}\right)_{ZBK}} = \frac{\left(\frac{A_{ZL}}{T_{ZL}}\right)_{KM}}{\left(\frac{A_{BK}}{T_{BK}}\right)_{KM}}. \quad (13)$$

Somit ist die Fläche der Eintrittsöffnungen nur vom Temperatur- bzw. Dichteverhältnis abhängig und für die kreisrunden Eintrittsöffnungen der Sekundärlüfte gilt nach Umformen der Gleichung (13)

$$\frac{\left(\frac{d_{ZL}^2}{d_{BK}^2}\right)_{KM}}{\left(\frac{d_{ZL}^2}{d_{BK}^2}\right)_{ZBK}} = \frac{\left(\frac{T_{ZL}}{T_{BK}}\right)_{KM}}{\left(\frac{T_{ZL}}{T_{BK}}\right)_{ZBK}}. \quad (14)$$

Damit gilt für die einzelne Öffnung der Sekundärluftzuführungen

$$d_{ZL,KM} = d_{ZL,ZBK} \cdot \frac{d_{BK,KM}}{d_{BK,ZBK}} \cdot \sqrt{\frac{\left(\frac{T_{ZL}}{T_{BK}}\right)_{KM}}{\left(\frac{T_{ZL}}{T_{BK}}\right)_{ZBK}}}. \quad (15)$$

Mit Einführung des Geometriemaßstabes M und unter der Voraussetzung, dass das Kaltmodell unter Umgebungsbedingungen arbeitet, vereinfacht sich (15) zu

$$d_{ZL,KM} = d_{ZL,ZBK} \cdot \frac{1}{M} \cdot \sqrt{\left( \frac{T_{BK}}{T_{ZL}} \right)_{ZBK}} \quad (16)$$

Die Dimensionierung der Primärlufteintrittsfläche erfolgt analog. Es muss dabei aber die andere geometrische Form der Eintrittsfläche berücksichtigt werden.

### 3.1.1.2 Aufbau des Brennkammermodells

Auf der Grundlage der durchgeführten Modellierung wurde das isotherme Brennkammermodell in einem geometrischen Maßstab von 1 : 2,4 errichtet, Bild 3-2. Das Modell besteht, ebenso wie die Zykloidbrennkammer, aus einem konischen und einem zylindrischen Teil, dem sich nach einer Verjüngung die sogenannte Nachbrennkammer mit einer seitlichen Austrittsöffnung anschließt.

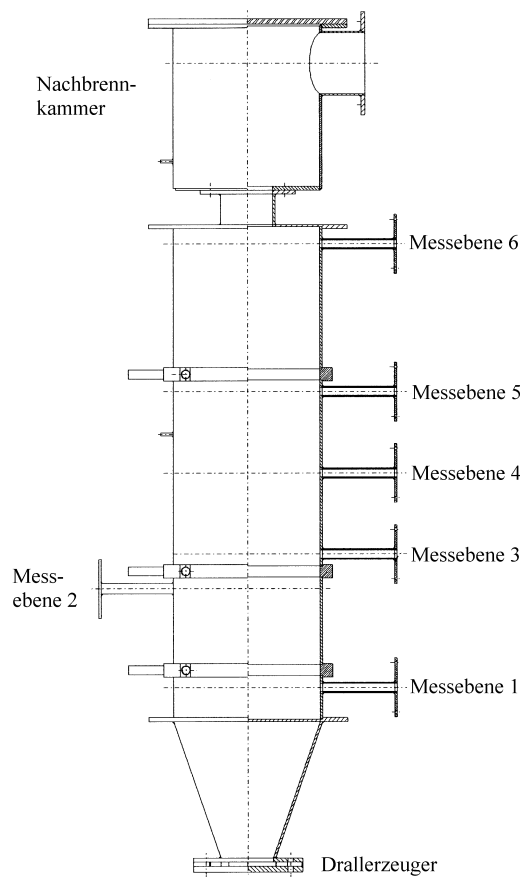


Bild 3-2: Das isotherme Brennkammermodell

Der Versuchsaufbau wird im Saugbetrieb gefahren, d. h., das Gebläse saugt die Luft aus dem Brennkammermodell. Durch Öffnungen im Modell, die den Primär- und Sekundärlufteinlässen entsprechen, strömt Umgebungsluft in das Modell [67]. Der Gesamtmassenstrom wird über die Messblende ermittelt und eine entsprechende Massenstromverteilung von Primär-/Sekundärluft kann durch Variation der Eintrittsquerschnitte an den Sekundärlufteinlässen in einem bestimmten Umfang eingestellt werden. Damit können weite Bereiche der praxisrelevanten Lastzustände der Zykloidfeuerung durch die Versuchsanordnung nachgefahren werden.

Die der Primärluft entsprechende Luftmenge wird über einen Drallerzeuger am unteren Ende des konischen Brennkammerteils aufgegeben. Der Drallerzeuger besteht aus einem Drallteller, auf dem entsprechende Leitbleche aufgebracht sind, Bild 3-3. Dadurch gelangt die Luft tangential in das Brennkammermodell.

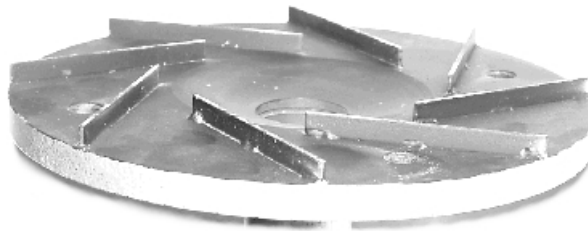


Bild 3-3: Drallerzeuger des Brennkammermodells

Der zylindrische Brennkammerteil ist modular aufgebaut. An den einzelnen Modulen sind die Messstutzen angebracht, an denen die Messsonde befestigt und von dort auf einer Linie in radialer Richtung durch das Brennkammermodell „verfahren“ werden kann. Die einzelnen Ebenen, auf denen die Messstutzen angebracht sind, werden nachfolgend Messebenen genannt. Zwischen den Modulen befinden sich Ebenen mit Luftzuführungen von jeweils vier tangential zulaufenden Düsen, die den Ausbrandluftebenen (Sekundärluftebenen) entsprechen. Aufgrund der Bauform der Brennkammer und der Art der Luftzuführungen ist mit einer im Allgemeinen aufwärtsgerichteten Rotationsströmung zu rechnen, die Ähnlichkeiten mit einer Zyklonströmung hat.

### 3.1.2 Messtechnik

Die Messungen am Kaltmodell wurden mit einem Messsystem zur rechnergestützten Geschwindigkeitsmessung mittels Triple-Splitfilmsonde durchgeführt. Basiskomponenten dieses von der FuE-Abteilung der BBP entwickelten Messsystems sind eine Triple-Splitfilmsonde (1) und ein 3-Kanal CTA-Anemometer (2) der Fa. DANTEC. Die Triple-Splitfilmsonde ist eine spezielle Heißfilmsonde in Hakenausführung. Diese Komponenten werden durch eine elektromechanische Sondenpositioniereinrichtung, einen Mess-PC mit A/D-Wandlerkarte (3) und ein Steuerprogramm ergänzt. Die Sondenpositioniereinrichtung besteht aus einer Schrittmotorsteuerung (4) und einer Sondenverstelleinrichtung (5) zur Rotation und Translation der Messsonde. Die Kombination von Hakensonde und Sondenpositioniereinrichtung gestattet die simultane Messung der drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors in räumlichen Strömungen auf vorgegebenen Messachsen bzw. Messebenen.

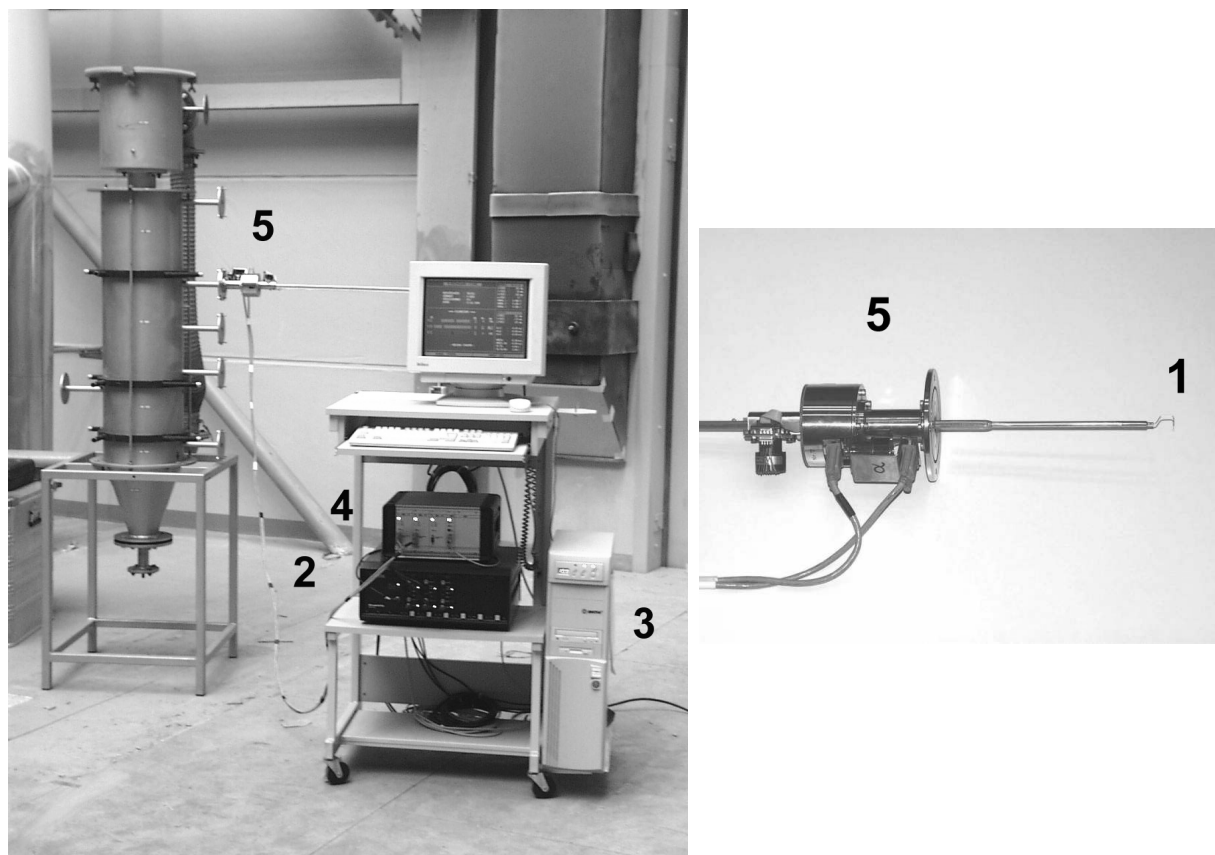


Bild 3-4: Messsystem zur Geschwindigkeitsmessung am Brennkammermodell

### 3.1.2.1 Die Triple-Splitfilmsonde

Es gibt eine Vielzahl von verschiedenen Hitzdraht- und Heißfilmsonden, die sich je nach Anwendung in Draht- bzw. Filmanzahl sowie in der Anordnung der Drähte und Filme unterscheiden. Die Funktionsweise dieser Messsonden ist in der Literatur ausführlich beschrieben [20, 63, 85]. In Bild 3-5 ist der Aufbau einer Triple-Splitfilmsonde schematisch dargestellt.

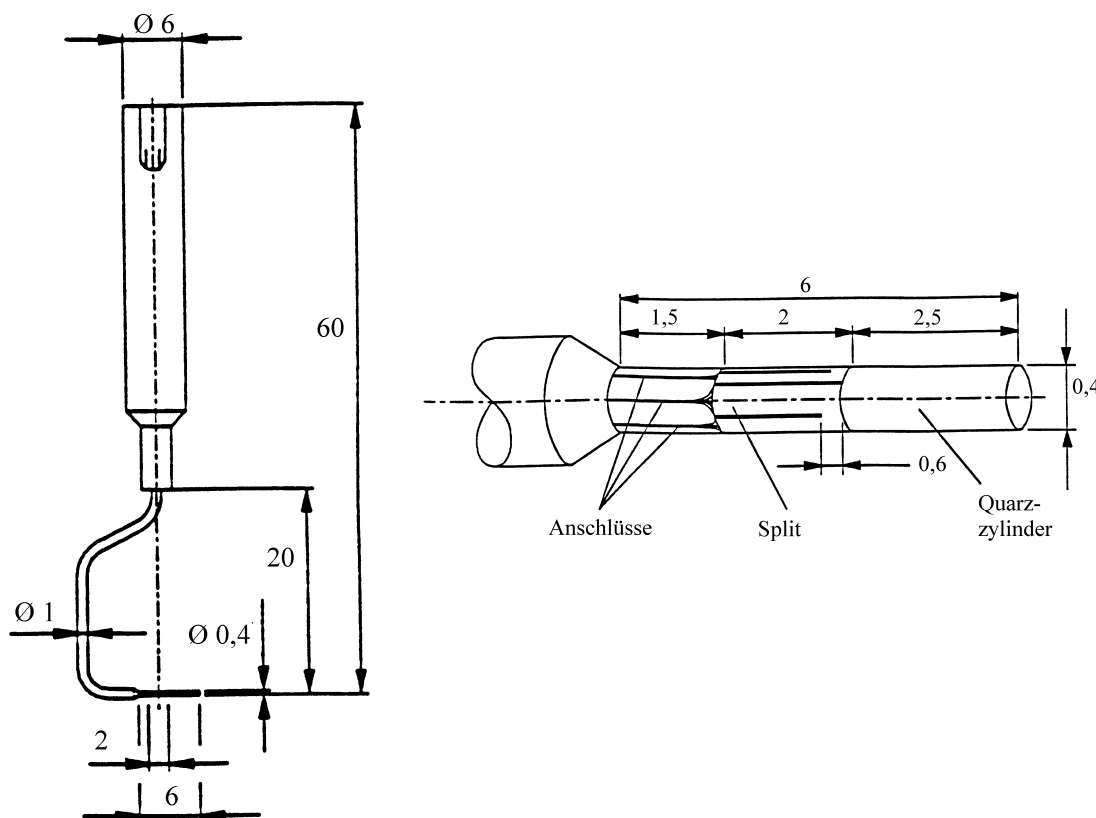


Bild 3-5: Triple-Splitfilmsonde

Bei dieser Heißfilmsonde in Hakenausführung sind drei Metallfilme um  $120^\circ$  versetzt auf einem Quarzzylinder aufgedampft. Die Sonde wird in dieser Ausführung auf der Basis von BBP-Daten durch die Fa. DANTEC gefertigt. Das eingesetzte Messverfahren basiert auf dem physikalischen Prinzip, das die abgegebene Wärmemenge eines homogen erwärmten Zylinders an sein umgebendes Medium unter anderem von der Relativgeschwindigkeit zwischen Zylinder und Medium abhängt. Der Sensor wird in der zu untersuchenden Strömung angeordnet, elektrisch beheizt und dabei die Wärmeabgabe gemessen. Der zu ermittelnde Gesamtwärmestrom setzt sich aus den drei Teilwärmeströmen der einzelnen Heißfilme zusammen. Jeder Teilwärmestrom

ist sowohl vom Geschwindigkeitsbetrag als auch vom Anströmwinkel abhängig [89].

Ebenfalls durch BBP wurde ein numerisches Verfahren zur Auswertung der Anemometersignale entwickelt, welches auf die besonderen Eigenschaften der Sonde abgestimmt ist [6, 89]. Durch dieses Rechenverfahren ist es möglich, unter Ausnutzung der besonderen Anordnung der Filme auf dem Sondenkörper und der Hakenform, einen Strömungsvektor in einem dreidimensionalen Strömungsfeld nach Betrag und Richtung zu bestimmen. Die Sondenpositionierungseinrichtung wird ebenfalls speziell für diese Ausführung der Heißfilmsonde von BBP gefertigt.

### **3.1.2.2 Messwertaufnahme**

Wie in Kapitel 3.1.1.2 beschrieben, ist der Brennkammerquerschnitt kreisrund. Aufgrund der vorliegenden Geometrie der Brennkammer und der generell gleichmäßig über den Umfang der Brennkammer verteilten tangentialen Luftzuführungen ist eine im Allgemeinen aufsteigende Rotationsströmung zu erwarten. Aus diesem Grund und um das Strömungsfeld nicht durch übermäßige Unregelmäßigkeiten der Geometrie infolge von Messöffnungen zu stören, wurden über der Höhe des Brennkammermodells lediglich 6 Messstutzen angebracht. Die Messstutzen stehen senkrecht auf der Mittelpunktachse des Brennkammermodells. An diesen wird die Sondenverstelleinrichtung befestigt, wodurch zugleich die Messebenen festgelegt sind, siehe auch Bild 3-2 und 3-6. Die Sonde kann mittels Schrittmotoren durch eine Zahnstange auf einer Linie in radialer Richtung durch das Brennkammermodell verfahren werden. Damit wird für eine Messung das Strömungsfeld nur auf dieser Geraden in jeder Messebene erfasst, jedoch unter Annahme von Rotationssymmetrie ist dies für den vorliegenden Anwendungsfall hinreichend.

Für die Durchführung der Messung müssen die Messstellen in einem orthogonalen, dreidimensionalen Koordinatensystem festgelegt werden. Dabei entspricht die x-Richtung den einzelnen Messebenen über der Höhe des Brennkammermodells und die y-Richtung der radialen Verfahrrichtung der Sonde durch das Modell. Die y-Richtung ist auf allen Messebenen identisch aufgrund der Anordnung der Messstutzen. Die z-Richtung liegt damit für alle Messebenen einheitlich fest. Das Verfahren der Sonde in z-Richtung ist am

vorliegenden Versuchsaufbau nicht möglich. Die einzelnen Messpunkte liegen demzufolge je Messebene verteilt in y-Richtung dieses Koordinatensystems, d. h., auf dem Durchmesser des Brennkammermodells über dessen Höhe angeordnet, Bild 3-6.

Anzahl und Abstand der einzelnen Messpunkte je Messebene, nachfolgend Messraster genannt, können beliebig variiert werden. Um Einflüsse durch die Öffnungen zum Einbringen der Sonde auf den einzelnen Messebenen zu vermeiden und aufgrund der Bauform der Sonde in Verbindung mit dem Anbringen der Sonde auf der Zahnstange, können die wandnahen Bereiche nicht vermessen werden, so dass insgesamt ca. 86 % des Durchmessers durch das Messraster erfasst wird. Dies stellt im vorliegenden Anwendungsfall und der vorliegenden Aufgabenstellung keine Minderung der zu erwartenden Ergebnisse dar.

Die eingesetzten Messraster wurden der jeweils durchzuführenden Messaufgabe angepasst. Durch die Auswertung der ersten Messungen konnte festgestellt werden, dass ein Messraster von ca. 10 mm hinreichend genaue Messergebnisse liefert. Für Tastversuche konnten noch gröbere Messraster eingesetzt werden.

Während der Messung wurden die im orthogonalen, dreidimensionalen Koordinatensystem festgelegten Messpunkte in einer Ebene durch die Sonde automatisch mittels Schrittmotor angefahren. Die Messungen wurden mit einer Abtastrate von 330 Hz bei einer Mittelungszeit von ca. 3 s je Messpunkt durchgeführt. Die Standardabweichung der Messwerte ergibt den jeweiligen RMS-Wert im Messpunkt, aus dem dann näherungsweise der Turbulenzgrad ermittelt wird. Nach Abschluss der Messung auf der jeweiligen Ebene wurde die Sondenverstelleinrichtung demontiert und an der nächsten Ebene befestigt.

### 3.1.2.3 Messwertdarstellung

Durch die Messsoftware werden die gemittelten Daten als Betrag der Geschwindigkeit sowie als Komponenten in x-, y- und z- Richtung ausgegeben. Im Weiteren wird folgende Schreibweise verwendet:  $|v|$ ,  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$ . Bezugssystem ist hierbei das orthogonale Koordinatensystem des Messrasters. Damit entspricht eine Bewegung in positiver x-Richtung einer Aufwärtsbewegung, und eine Bewegung in z-Richtung kann mit der

Tangentialgeschwindigkeit, bis auf das Vorzeichen in einem Teil des Brennkammerdurchmessers, verglichen werden. Idealisiert entspricht der Radialgeschwindigkeit eine Bewegung in y-Richtung der Messanordnung, wobei wiederum das Vorzeichen beachtet werden muss.

Die Messergebnisse werden in Diagrammen über dem dimensionslosen Durchmesser des Brennkammermodells dargestellt. Der Geschwindigkeitsbetrag sowie die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors werden über der y-Achse je Messebene (x-Ebene) aufgetragen. In Bild 3-6 sind beispielhaft Messergebnisse über der Höhe des Brennkammermodells aufgetragen.

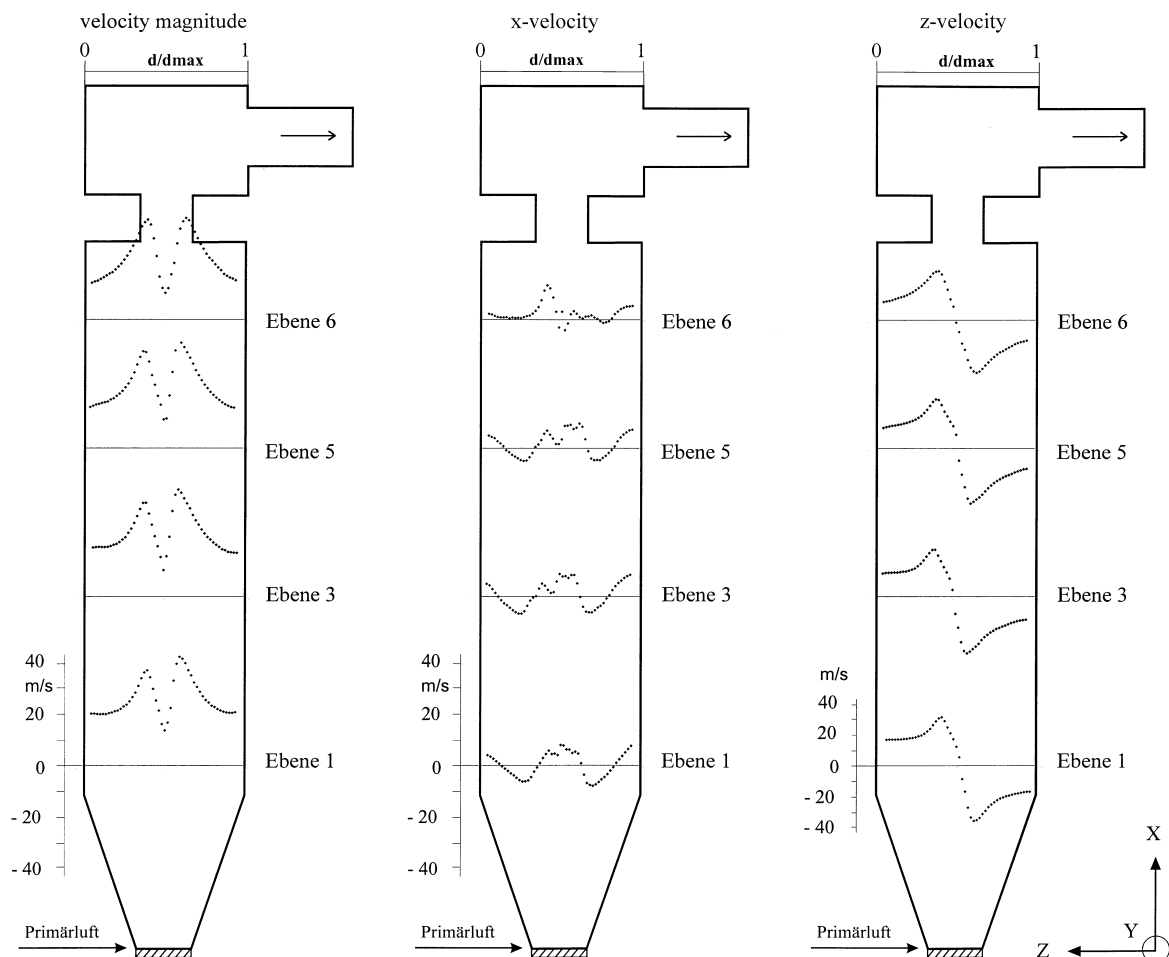


Bild 3-6: Veranschaulichung der Messwertdarstellung

In den anschließenden Kapiteln erfolgt die Darstellung der aus den unterschiedlichen Messungen ermittelten Ergebnisse.



## 3.2 Messergebnisse

Die Untersuchungen zum Strömungsverhalten können generell in zwei Schwerpunkte unterteilt werden. Zuerst wurde das Strömungsfeld im Zykloidbrennkammermodell anhand der Primärluftfahrweise grundlegend untersucht. Im Mittelpunkt standen, neben ersten detaillierten Erkenntnissen zum Strömungsfeld, die Reproduzierbarkeit der Messungen bei der Variation des Massenstromes. Damit wurde der Betrieb der Feuerung bei Primärluftfahrweise für unterschiedliche Lastfälle simuliert.

Der zweite Untersuchungsschwerpunkt bestand in der Untersuchung des Strömungsfeldes bei der Simulation des Betriebes der Feuerung mit Primär- und Sekundärluft, der hauptsächlichen Fahrweise der Zykloidfeuerung. Die Variation des Massenstromverhältnisses von Primär- zu Sekundärluft bei konstantem Gesamtmassenstrom und deren Einfluss auf das Strömungsfeld stand dabei im Mittelpunkt der Messungen. Darüber hinaus wurde auch der Gesamtmassenstrom bei konstanten Massenstromverhältnissen variiert.

Bei der Primärluftfahrweise wird nur über den Drallteller am unteren Ende des Brennkammerkonus Luft in die Brennkammer aufgegeben. Diese Betriebsart kommt zwar in der Praxis kaum zur Anwendung, da durch diese Betriebsart auf die  $\text{NO}_x$ -Emissionsminderung durch eine gestufte Verbrennung verzichtet würde und dadurch Probleme bei der Einhaltung der vorgeschriebenen Grenzwerte auftreten können. Dies zeigen die Ergebnisse der Verbrennungsversuche am ERI [47]. Für erste Strömungsuntersuchungen ist diese Betriebsart aber besonders geeignet, da die Anzahl der Einflussgrößen gegenüber den anderen Betriebsarten minimal ist.

Bei der Fahrweise mit Primär- und Sekundärluft wird über den Drallteller und die Sekundärluftdüsen Luft zugeführt. Das Verhältnis von Primärluftmassenstrom zu Sekundärluftmassenstrom kann variiert werden. Darüber hinaus kann eine Verteilung des Sekundärluftmassenstroms über die drei Sekundärluftebenen erfolgen.

### 3.2.1 Primärluftfahrweise

An dieser Stelle soll eine Beschreibung des im Zykloidbrennkammermodell erfassten Strömungsfeldes erfolgen. Dafür wurde die Primärluftfahrweise aus den o. g. Gründen gewählt. Für die nachfolgende Auswertung wurde das Modell zunächst mit einem Massenstrom von 0,11 kg/s betrieben (Messreihe P-1). Dieser Massenstrom stellt im Weiteren für alle Messreihen den Referenzmassenstrom dar.

Aus dem Modellaufbau, der Betriebsweise des Brennkammermodells und der zur Verfügung stehenden Lüfterleistung ergaben sich Restriktionen hinsichtlich des durch das Brennkammermodell strömenden Gesamtmassenstromes und der Massenstromverteilung von Primär- und Sekundärluft. Bei der Primärluftfahrweise konnte auf Grund des hohen Druckverlustes über Brennkammermodell und Messblendenstrecke kein wesentlich höherer Massenstrom als 0,11 kg/s realisiert werden. Aus Vorversuchen ging hervor, dass bei einer Fahrweise mit Sekundärlüften dieser Gesamtmassenstrom aus Gründen der Messgenauigkeit nicht wesentlich unterschritten werden sollte. Damit stellt dieser Massenstrom hinsichtlich der Vergleichbarkeit der Messungen ein Optimum dar. Im Verlauf der Arbeit wurden aber auch weitere praxisrelevante Betriebspunkte untersucht.

Die Messungen ergaben für das Zykloidbrennkammermodell typische Strömungsprofile. In den Bildern 3-7, 3-8, 3-9 sind die Messergebnisse für den Geschwindigkeitsbetrag  $|v|$  sowie für die Geschwindigkeitskomponenten in x- und z-Richtung ( $v_x$ ,  $v_z$ ) auf vier Messebenen dargestellt. Auf die Auswertung und Darstellung der y-Komponente ( $v_y$ ) wurde aufgrund ihres geringen Betrages gegenüber den anderen Komponenten und ihrer untergeordneten Bedeutung bei der Beschreibung des globalen Strömungsfeldes verzichtet, weitere Hinweise dazu in Kapitel 3.2.3.

Das Geschwindigkeitsprofil für den Betrag der Geschwindigkeit entspricht auf allen Messebenen wie erwartet dem charakteristischen Geschwindigkeitsprofil einer drallbehafteten Strömung (siehe auch Kapitel 2.3). Die Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  (tangential) ist dominierend.

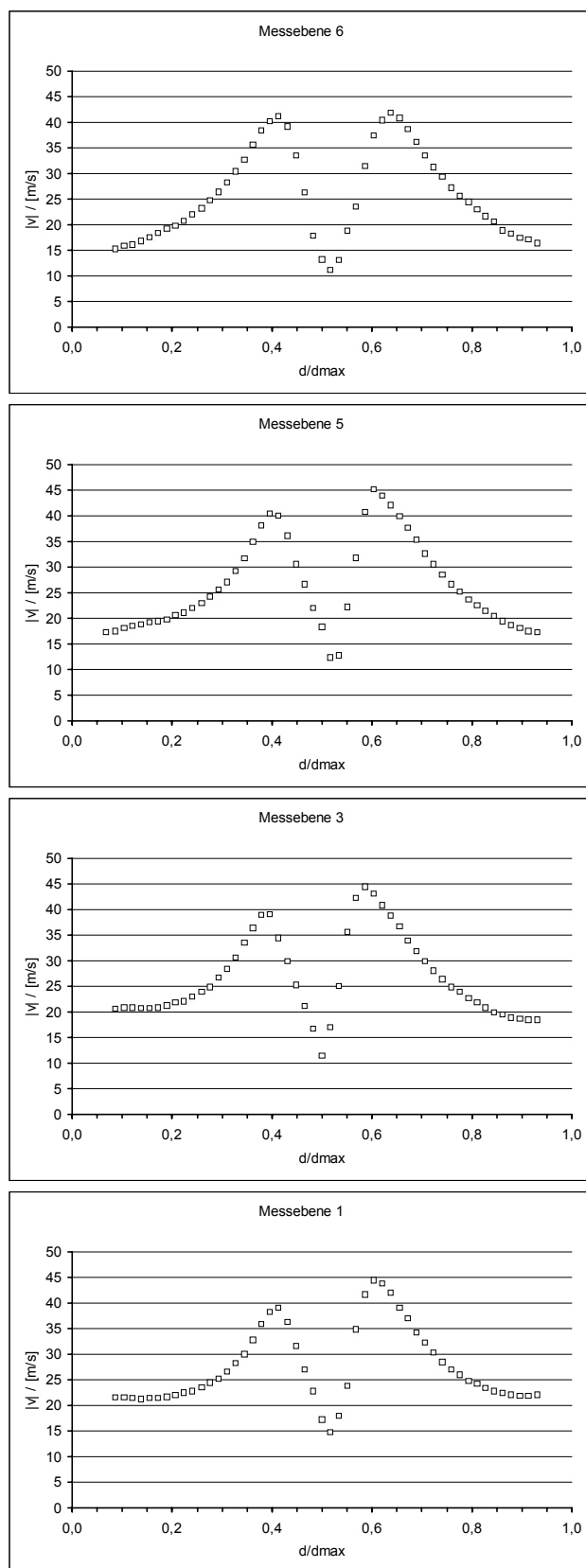


Bild 3-7: Geschwindigkeitsbetrag  $|v|$  bei Primärluftfahrweise mit Referenzmassenstrom

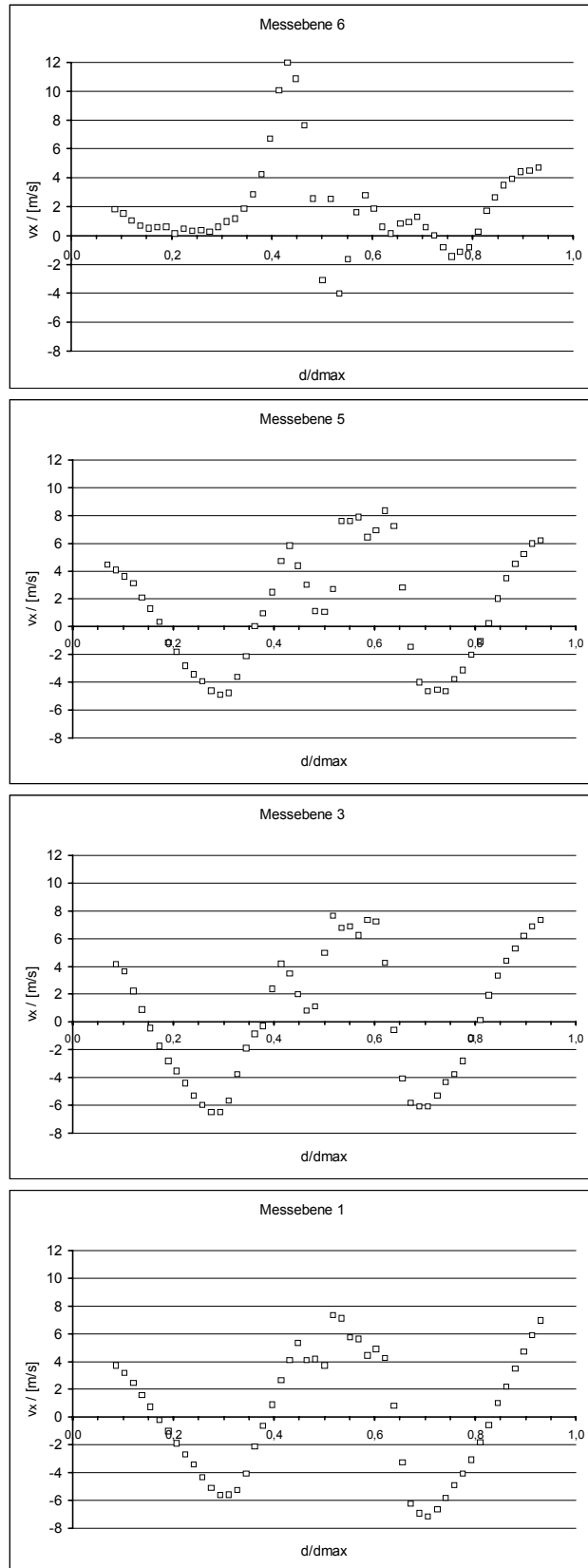


Bild 3-8:  $x$ -Geschwindigkeitskomponente ( $v_x$ ) bei Primärluftfahrweise mit Referenzmassenstrom

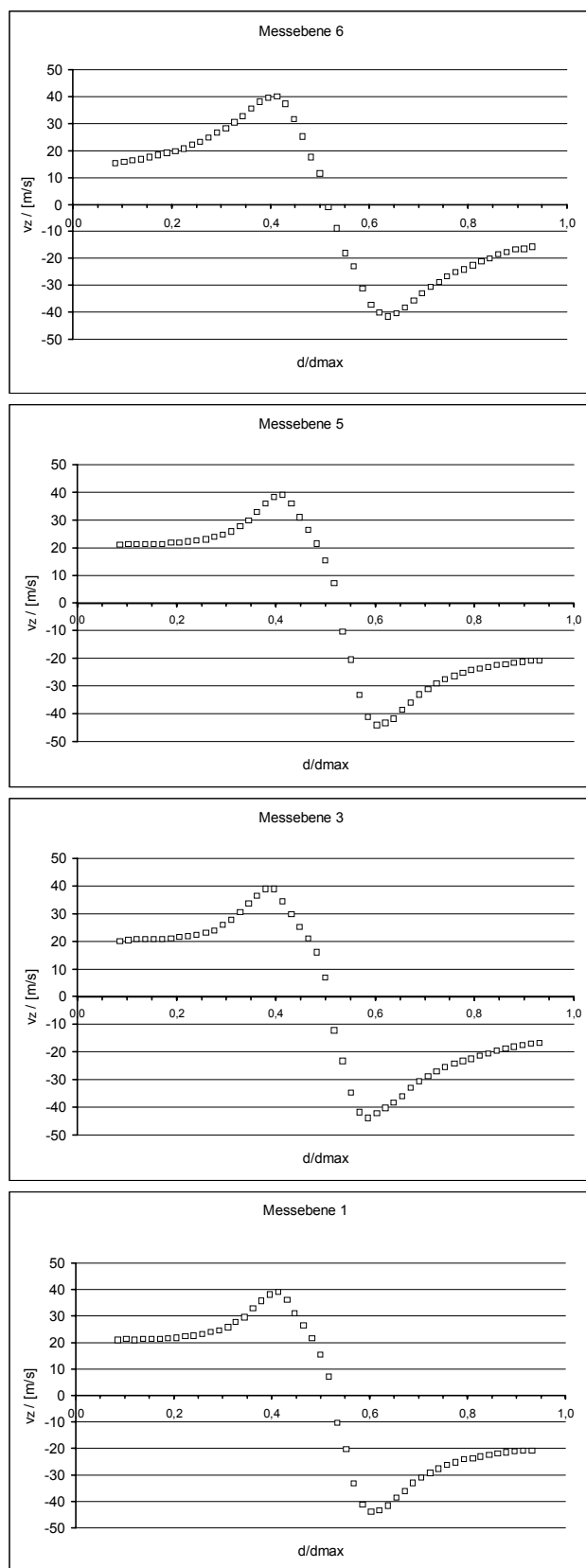


Bild 3-9:  $z$ -Geschwindigkeitskomponente ( $v_z$ ) bei Primärluftfahrweise mit Referenzmassenstrom

Bei der Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  (axial) sind deutlich unterschiedlich gerichtete Strömungsgebiete zu erkennen. Sie weist einen aufwärtsgerichteten Bereich in Wandnähe von etwa  $1/3$  Radius auf, dem sich ein Rückströmgebiet anschließt. In der Mitte kommt es zu einer nochmaligen Strömungsumkehr und entlang der Achse der Brennkammer bildet sich wiederum eine Aufwärtsströmung aus. Innerhalb dieser aufwärts gerichteten Kernströmung ist ein Geschwindigkeitsminimum auf allen Messebenen zu erkennen.

Das Profil von  $v_x$  bleibt über der Höhe des zylindrischen Brennkammerteils qualitativ gleich. Die aufwärtsgerichtete Strömung im Kern liegt mit ca. 6-8 m/s leicht über den an der Brennkammerwand gemessenen Werten von ca. 4-6 m/s. Die maximale Geschwindigkeit in den Rückströmgebieten beträgt einheitlich ca. 6 m/s. Erst kurz unterhalb des Brennkammeraustritts (Messebene 6) sind die Rückströmgebiete stark zurückgebildet. Im achsnahen Bereich kommt es aufgrund der Ausströmung aus dem zylindrischen Brennkammerteil in die Nachbrennkammer zu einer starken Aufwärtsbewegung mit einer Rückströmung im Kern auf dieser Messebene.

Die Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  hat einen Nulldurchgang in Achsnähe und wächst anschließend schnell zu einem lokalen Maximum von ca. 40 m/s an, das von der Lage her mit den Maxima der aufwärtsgerichteten x-Geschwindigkeitskomponente im achsnahen Bereich korreliert. Anschließend fällt die z-Geschwindigkeitskomponente zur Wand hin, bis in etwa zum Punkt der maximalen Rückströmgeschwindigkeit der x-Geschwindigkeitskomponente, schnell ab auf ca. 23 m/s. Von dort bis zum wandnahen Bereich ist die Geschwindigkeitsabnahme nur noch schwach ausgeprägt. Anhand einer Messebenen ist dieses Verhalten in Bild 3-10 dargestellt. Über der Höhe des zylindrischen Brennkammerteils bleibt  $v_z$  ebenfalls qualitativ gleich. Zum Brennkammeraustritt hin nimmt das Geschwindigkeitsmaximum leicht zu. Im Vergleich dazu ist im Wandbereich eine Geschwindigkeitsabnahme zu erkennen.

Die Strömung ist auf allen Messebenen als turbulent zu bezeichnen. Im überwiegenden Teil der Brennkammer treten relativ gleichmäßige Turbulenzgrade von 4 bis 6 % auf. Dagegen ist in Achsnähe ein starkes Ansteigen des Turbulenzgrades zu erkennen. In Bild 3-11 sind beispielhaft die

anhand der RMS-Werte ermittelten Turbulenzgrade dreier Messebenen dargestellt.

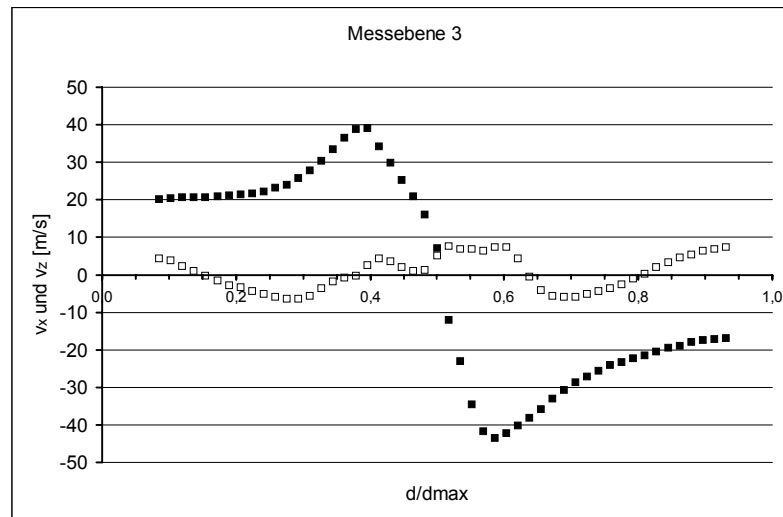


Bild 3-10: Gegenüberstellung von  $v_x$  und  $v_z$  bei Primärluftfahrweise mit Referenzmassenstrom

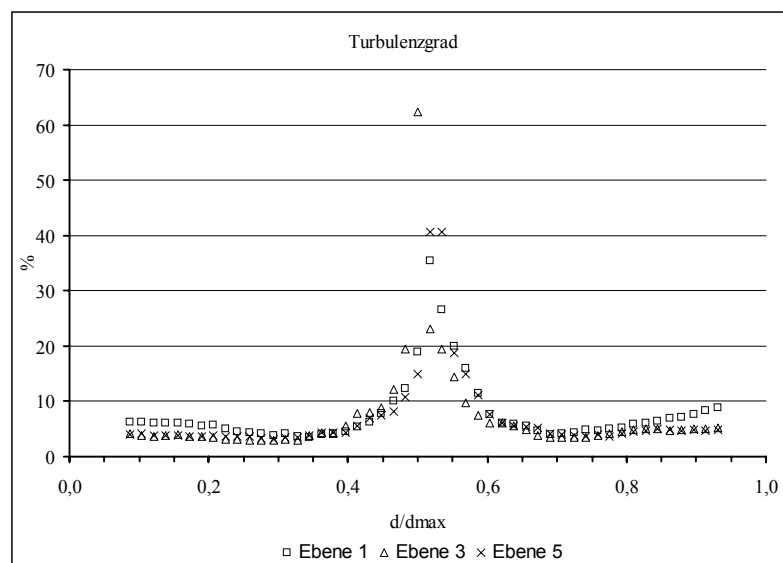


Bild 3-11: Turbulenzgrade bei Primärluftfahrweise mit Referenzmassenstrom

Auf allen Messebenen ist eine, vor allem bei  $v_z$  auftretende Asymmetrie der Messergebnisse zu beobachten. Zur Untersuchung dieser Asymmetrie in den Geschwindigkeitsprofilen wurden die Messungen mehrfach wiederholt sowie die Messebenen auf dem Umfang der Brennkammer gedreht. Dabei zeigte sich, dass die Messungen sehr gut reproduzierbar waren und beim Drehen der Messebenen ein Mitdrehen der entsprechenden Asymmetrien zu beobachten

war. Deshalb kann hier im wesentlichen von einer Beeinflussung des Strömungsvorgangs durch die Messeinrichtung ausgegangen werden. In Kapitel 3.2.3 sind die Auswirkungen der Messeinrichtung auf das Strömungsfeld und die Messergebnisse detaillierter beschrieben. Dort wird festgestellt, dass die Messwerte von 0 - 0,5 normierter Brennkammerdurchmesser realistischer einzuschätzen sind als im dahinter liegenden Bereich. Dieser Umstand ist vor allem bei der Auswertung der numerischen Simulation zu berücksichtigen.

Mit einem um 20 % geringeren Massenstrom wurden weitere Messungen durchgeführt (Messreihe P-2). Diese Messreihe bestätigt qualitativ voll und ganz die bisher gemessenen Geschwindigkeitsprofile. Die Messergebnisse zeigen im Vergleich zur vorangegangenen Messreihe auf allen Messebenen die gleiche Tendenz. Alle bisher getroffenen Aussagen treffen auch für diese Messreihe zu. Nur quantitativ fielen die einzelnen Messwerte aufgrund des geringeren Massenstromes folgerichtig niedriger aus (Darstellung siehe Anhang).

Ein Vergleich beider Messreihen unterstreicht diese Aussagen. In Bild 3-12 ist eine Messebene beispielhaft mit  $|v|$ ,  $v_x$  und  $v_z$  dargestellt. Die Messwerte sind dabei normiert dargestellt. Sie wurden auf den jeweils eingesetzten Massenstrom bezogen. Dadurch wird die Vergleichbarkeit der Messreihen erleichtert. Die normierten Messwerte korrelieren sehr gut. Die geringen Abweichungen sind auf Messfehler bei der Massenstrombestimmung mittels Messblende zurückzuführen. Die etwas größeren Abweichungen in der Nähe der Brennkammerachse resultieren aus der hohen Turbulenz in diesem Bereich. Insgesamt waren auch in dieser Messreihe die Messungen sehr gut reproduzierbar.

Aufgrund der hohen Schwankungsbewegungen im Kern und um auch optisch einen Eindruck vom Strömungsfeld zu erlangen, wurde das Strömungsfeld mittels Lichtschnitt visualisiert. Da der Laser nur für einen kurzen Zeitraum zur Verfügung stand, wurden nur Lichtschnitte in der Horizontalen durchgeführt. Bei diesen Untersuchungen war ein stochastisch, pulsierendes Umlaufen des Strömungskernes zu beobachten. Das Auslenkungsverhalten des Strömungskernes konnte jedoch mit der eingesetzten Messtechnik nicht genau erfasst werden, da das zeitgemittelte Messverfahren ein Zeitintervall oberhalb der Periode der Schwankungsbewegung des Strömungskernes benutzt.



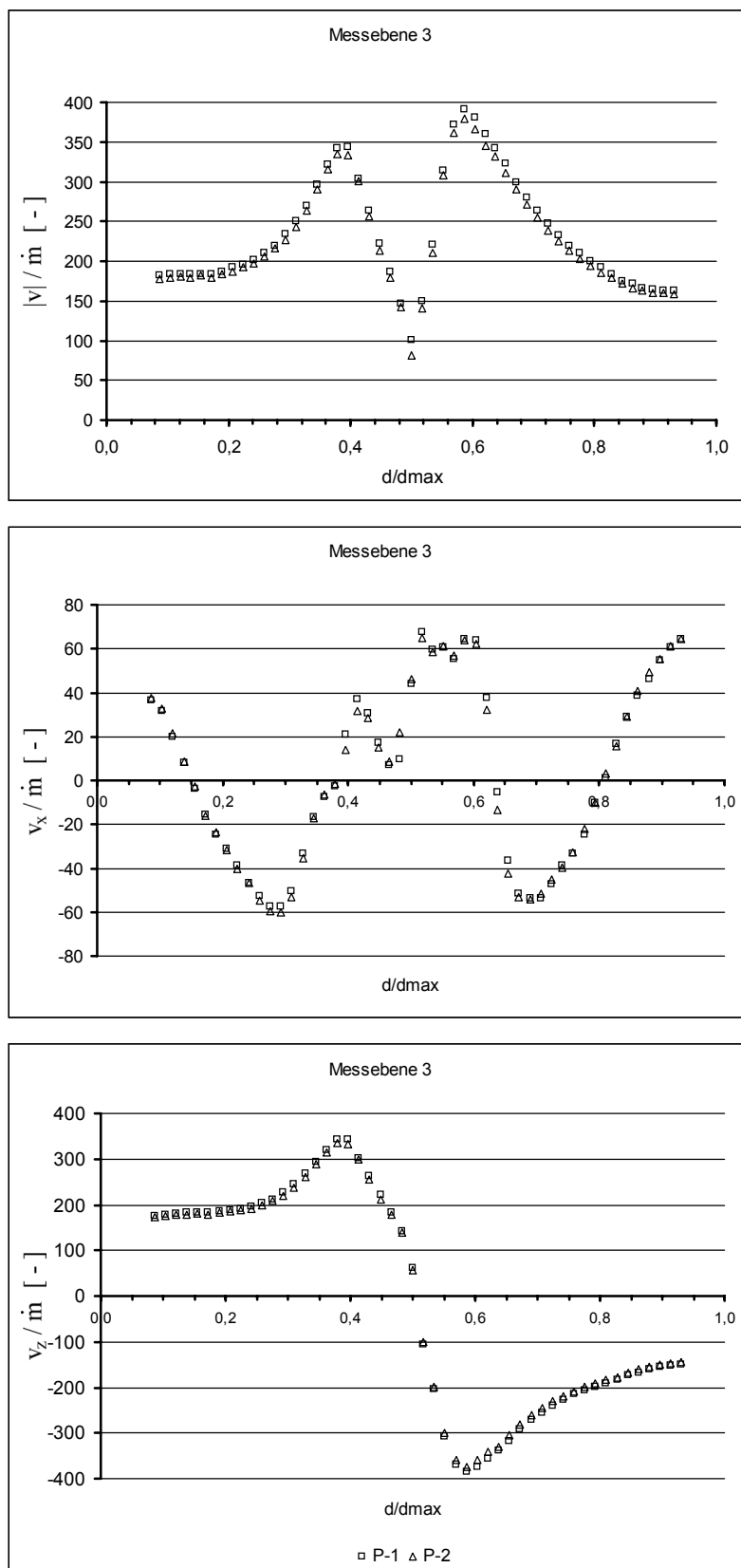


Bild 3-12: Primärluftfahrweise mit unterschiedlichen Massenströmen (normiert)

Da aber alle Messungen sehr gut reproduzierbar sind, ist im zeitlichen Mittel von einem quasistationären Zustand je Lastfall auszugehen.

Die Ausbildung eines komplexen Strömungsfeldes im Brennkammermodell der Zykloidfeuerung geht ebenso aus den Strömungsmessungen als auch aus den Untersuchungen mittels Lichtschnitt hervor. Die Strömung ist stark verdrallt, vor allem im Kern hochoberflächlich, dreidimensional, nicht rotationssymmetrisch aber quasistationär.

Die Untersuchungen zeigten insgesamt, dass das Strömungsprofil in der betrachteten Primärluftfahrweise auf allen Messebenen im zylindrischen Teil der Brennkammer qualitativ ähnlich bleibt. Es konnte eine direkte Abhängigkeit der Maxima und Minima der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten vom Massenstrom festgestellt werden. Dies bedeutet, dass bei der Primärluftfahrweise eine Änderung des Massenstromes eine in etwa proportionale Geschwindigkeitsänderung nach sich zieht.

Nachfolgend werden Untersuchungsergebnisse bei der Simulation des Betriebes der Feuerung mit Primär- und Sekundärluft dargestellt. Dabei stand die Variation des Massenstromverhältnisses von Primär- zu Sekundärluft bei konstantem Gesamtmassenstrom und deren Einfluss auf das Strömungsfeld im Mittelpunkt der Messungen. Zusätzlich wurden Messungen mit unterschiedlichen Gesamtmassenströmen durchgeführt.

### **3.2.2 Weitere Betriebsweisen**

Nachdem erste Erkenntnisse zum Strömungsprofil im Zykloidbrennkammermodell anhand der Primärluftfahrweise gewonnen werden konnten, soll nachfolgend die Aufgabe im Vordergrund stehen, das Strömungsfeld in simulierten praxisrelevanten Betriebsweisen zu untersuchen. Bei regulärem Betrieb der Zykloidfeuerung wird Sekundärluft auf verschiedenen Ebenen eingesetzt. Die somit erzielte gestufte Verbrennung beeinflusst das Emissionsverhalten positiv. Mit dem Einbeziehen der Sekundärluftebenen in die Messungen soll deren Einfluss auf das Strömungsfeld untersucht werden.

Die Bestimmung des Sekundärlufteinflusses erfolgte in drei Phasen. Dabei wurden schrittweise die einzelnen Sekundärluftebenen in die Messungen

einbezogen und die Einflussgrößen auf die Strömung damit kontinuierlich gesteigert.

### 3.2.2.1 Betriebsweise mit einer Sekundärluftebene

Im ersten Untersuchungsschritt erfolgte zunächst die Einbeziehung von Sekundärluftebene 1 in die Messungen. Dabei wurde neben dem Referenzmassenstrom auch ein um ca. 20 % höherer Gesamtmassenstrom vermessen. Anfangs betrug das Massenstromverhältnis 83 % Primärluft und 17 % Sekundärluft (Messreihe S1-a), welches im Weiteren dann in Richtung Sekundärluft verschoben wurde. Das zweite Massenstromverhältnis betrug 57 % Primärluft und 43 % Sekundärluft (Messreihe S1-c).

Der Verlauf der Strömungsprofile über der Höhe der Brennkammer ist, wie bei der Primärluftfahrweise, konstant. Nur  $v_x$  ändert sich wiederum kurz unterhalb des Brennkammeraustritts. Die Messergebnisse bezüglich des Referenzmassenstroms werden beispielhaft anhand einer Messebene im Vergleich zur Primärluftfahrweise in Bild 3-13 dargestellt.

Die Geschwindigkeitsprofile bei beiden Massenstromverhältnissen mit Referenzmassenstrom gleichen prinzipiell denen der Primärluftfahrweise. Selbst durch eine lokal veränderte Luftzugabe von mehr als 40 % des Gesamtmassenstromes über die Sekundärluftebene 1 ist keine gravierende Veränderung des Strömungsprofils zu erkennen. In beiden Messreihen ist  $v_z$  wiederum die dominierende Geschwindigkeitskomponente. Bei  $v_x$  sind ebenso wie bei der Primärluftfahrweise deutlich unterschiedlich gerichtete Strömungsgebiete zu erkennen. Einem aufwärtsgerichteten Bereich in Wandnähe schließt sich ein Rückströmgebiet an. In der Mitte kommt es zu einer nochmaligen Strömungsumkehr und entlang der Achse der Brennkammer bildet sich wiederum eine Aufwärtsströmung aus.

Durch die Aufteilung des Gesamtmassenstromes in einen Primär- und einen Sekundärluftmassenstrom ist zunächst in Bild 3-13 zu erkennen, dass im Vergleich zur Primärluftfahrweise hauptsächlich die Werte von  $v_z$  und damit auch von  $|v|$  abnehmen. Erhöht sich jedoch der prozentuale Anteil an Sekundärluft, steigen die Werte wieder an und liegen auf dem gleichen Niveau der Werte der Primärluftfahrweise.

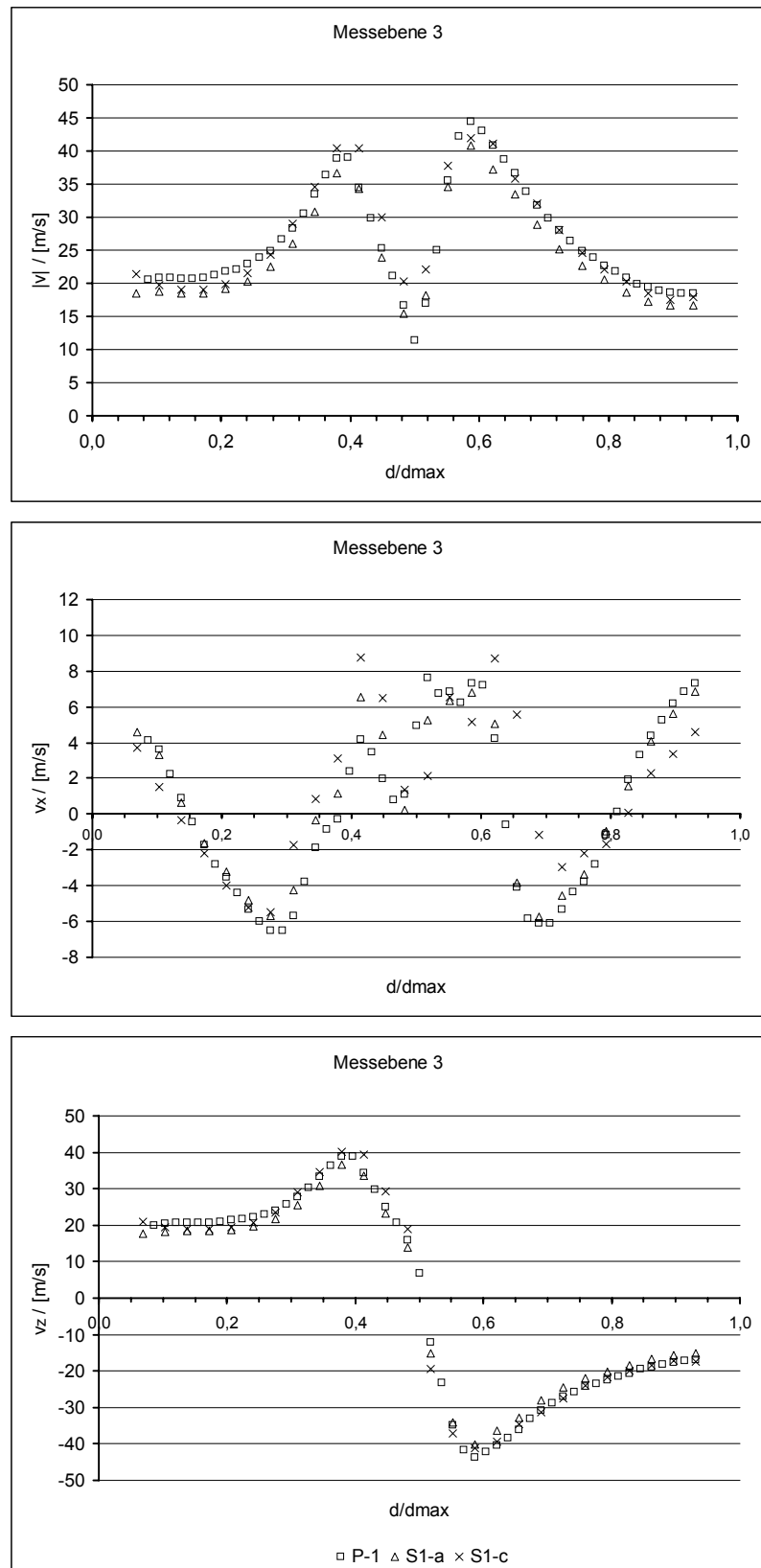


Bild 3-13: Vergleich der Messreihen P-1, S1-a und S1-c

Bei  $v_x$  ist mit steigendem prozentualen Anteil Sekundärluft am Gesamtmassenstrom ein geringes Absinken der Rückströmgeschwindigkeiten zu verzeichnen. Die lokale Ausdehnung der aufwärts gerichteten Kernströmung dagegen nimmt mit steigendem prozentualen Anteil an Sekundärluft zu.

Dieses Verhalten konnte auch bei dem um ca. 20 % höheren Massenstrom beobachtet werden. Bei diesem sind ebenfalls die schon genannten Massenstromverhältnisse verwendet worden. Die Messreihe S1-b entspricht 17 % Sekundärluftanteil und die Messreihe S1-d 43 %. Dazu ist beispielhaft im Anhang eine Messebene dargestellt. Bei den Messreihen mit höherem Massenstrom kann, wie auch schon bei der Primärluftfahrweise beschrieben, eine in etwa proportionale Geschwindigkeitszunahme mit steigendem Massenstrom festgestellt werden. Die Veränderung des Gesamtmassenstromes hatte, wie schon bei der Primärluftfahrweise, nur quantitative Auswirkungen auf das Strömungsfeld.

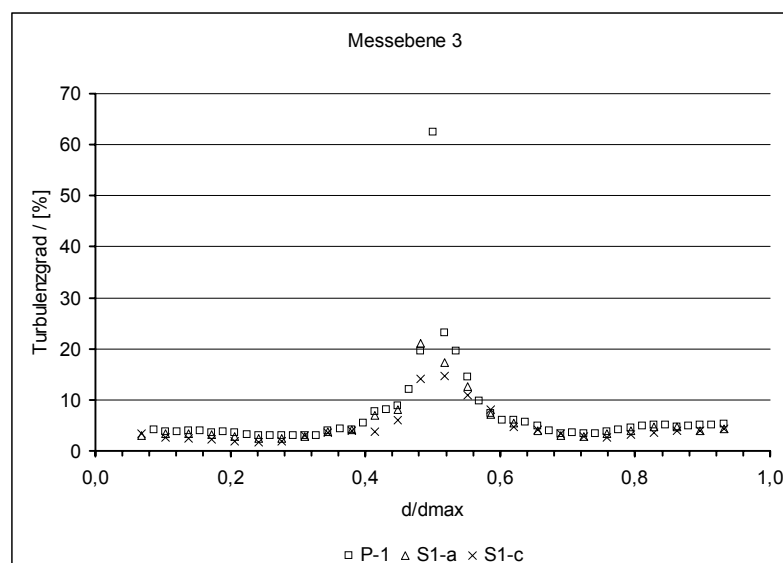


Bild 3-14: Vergleich der Turbulenzgrade der Messreihen P-1, S1-a und S1-c

Die Turbulenzgrade sind mit denen der Primärluftfahrweise vergleichbar, Bild 3-14. Die verschiedenen Massenstromverhältnisse bzw. der höhere Massenstrom hatten keine deutlichen Auswirkungen. Insgesamt waren die Messungen sehr gut reproduzierbar. Es konnten keine gravierenden Einflüsse auf das Strömungsfeld durch die Aufteilung des Gesamtmassenstromes in Primär- und Sekundärluft in den betrachteten Fällen ermittelt werden. Die Auswirkungen der Zuführung eines Teilmassenstromes über die Sekundärluftebene 1 sind relativ gering, Tendenzen sind dabei nicht zu erkennen.

### 3.2.2.2 Betriebsweise mit zwei Sekundärluftebenen

Nach den Untersuchungen des Einflusses der Sekundärluftebene 1 auf das Strömungsverhalten im Brennkammermodell wurde die Sekundärluftebene 2 in die Messungen einbezogen. Der Gesamtmassenstrom wird dabei auf insgesamt drei verschiedenen Ebenen dem Brennkammermodell zugeführt, der Primärluftebene, der Sekundärluftebene 1 und der Sekundärluftebene 2. Innerhalb des Untersuchungsprogramms wurden neben dem Referenzmassenstrom zwei weitere Massenströme mit jeweils zwei Massenstromverhältnissen betrachtet. Aufgrund der vorliegenden Ergebnisse der Betriebsweise mit einer Sekundärluftebene ist hierbei von Beginn an ein Sekundärluftanteil von über 40 % eingestellt worden.

Die Messungen begannen mit einem Massenstromverhältnis von 50 % Primärluft, 37 % Sekundärluft 1 und 13 % Sekundärluft 2 (Messreihe S2-a). Anschließend erfolgte eine Erhöhung des Gesamtsekundärluftanteils auf 60 % mit einer Verschiebung des Massenstromverhältnisses in Richtung der Sekundärluftebene 2. Es lag damit folgendes Massenstromverhältnis vor: 40 % Primärluft, 30 % Sekundärluft 1 und 30 % Sekundärluft 2 (Messreihe S2-b).

Die Messergebnisse sind qualitativ identisch mit den bisherigen Messergebnissen, siehe auch Anhang. Die Anhebung des Sekundärluftanteils auf 60 % des Gesamtmassenstromes sowie die Verlagerung des Massenstromverhältnisses in Richtung Sekundärluftebene 2 führten zu keinen gravierenden Änderungen des Strömungsfeldes im Vergleich zur Primärluftfahrweise. Da auch hier das Strömungsverhalten über der Höhe des Brennkammermodells konstant bleibt, erfolgt eine Darstellung der Messergebnisse im Vergleich zur Primärluftfahrweise wiederum nur anhand einer Messebene, Bild 3-15.

Bezogen auf den Referenzmassenstrom ist durch die Anhebung des Sekundärluftanteils ein Absinken von  $v_z$  und damit auch von  $|v|$  auf allen Messebenen zu erkennen. Bei  $v_x$  ist mit steigendem prozentualen Anteil an Sekundärluft sowie durch die Verschiebung des Massenstromverhältnisses in Richtung Sekundärluft 2 ein geringes Absinken der Rückströmgeschwindigkeiten zu verzeichnen, und die Rückströmgebiete verschieben sich leicht in Richtung Brennkammerwand.

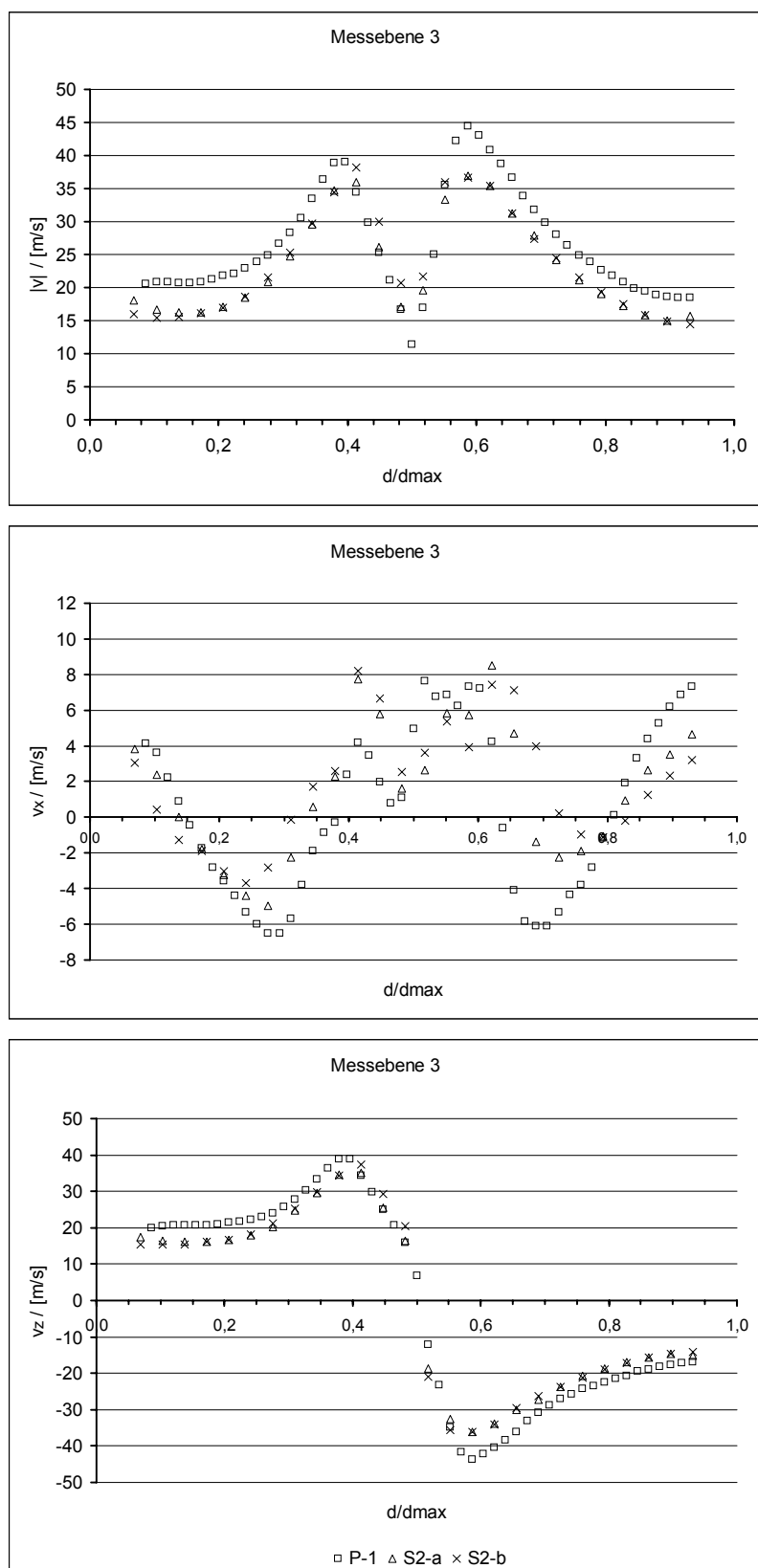


Bild 3-15: Vergleich der Messreihen P-1, S2-a und S2-b

Dagegen ist bei  $v_z$  keine einheitliche Tendenz in Abhängigkeit der Verschiebung des Massenstromverhältnisses zu beobachten. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass die Änderungen des Massenstromverhältnisses von der Messreihe S2-a zur Messreihe S2-b bezogen auf die Änderung zur Primärluftfahrweise nur noch gering ausfallen.

Wie schon bei den vorangegangenen Messungen wurde durch eine Änderung des Gesamtmassenstromes nur eine proportionale Geschwindigkeitsänderung festgestellt. Aus diesem Grund wird nicht vertiefend darauf eingegangen. Eine auszugsweise Darstellung der Messergebnisse befindet sich im Anhang. Dabei entspricht die Messreihe S2-c einer Erhöhung des Gesamtmassenstromes um 20 % und die Messreihe S2-e einer Erhöhung um 50 % bei gleichem Massenstromverhältnis wie in Messreihe S2-a. Die Turbulenzgrade bei der Verwendung von zwei Sekundärluftebenen liegen geringfügig unter den Werten der Primärluftfahrweise. In Bild 3-16 sind die Messergebnisse beispielhaft anhand einer Messebene dargestellt. Insgesamt waren auch diese Messungen sehr gut reproduzierbar.

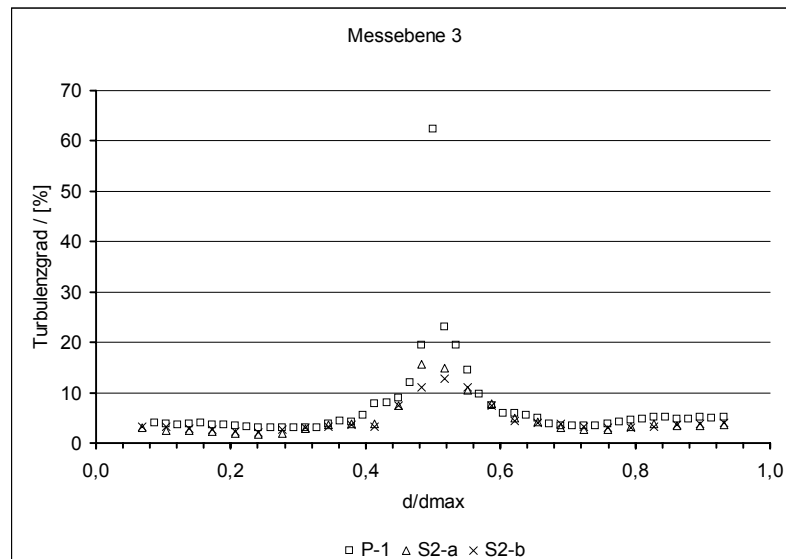


Bild 3-16: Vergleich der Turbulenzgrade der Messreihen P-1, S2-a und S2-b

Die weitere prozentuale Erhöhung des Sekundärluftanteils am Gesamtmassenstrom auf 60 % ergab keine qualitative Änderung des Strömungsprofils im Brennkammermodell. Die Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  ist weiterhin dominierend und bei  $v_x$  treten deutlich unterschiedlich gerichtete Strömungsgebiete auf. Es ist aber ein Absinken von  $v_z$  und damit auch von  $|v|$  im Vergleich zur Primärluftfahrweise zu beobachten. Auch die Rückström-



geschwindigkeiten bei  $v_x$  fallen etwas niedriger aus. Die Steigerung des Sekundärluftanteils von 50 % auf 60 % sowie die gleichzeitige Verlagerung des Massenstromverhältnisses in Richtung der Sekundärluftebene 2 zeigte keine deutlichen Auswirkungen, da diese Veränderungen, relativ betrachtet, gering waren. Es ist aber die Tendenz zu erkennen, dass sich mit steigendem Sekundärluftanteil die Rückströmgebiete etwas zurückbilden und lokal gesehen leicht zur Modellbrennkammerwand hin verlagern.

### 3.2.2.3 Betriebsweise mit drei Sekundärluftebenen

In einem letzten Untersuchungspunkt wurden alle Sekundärluftebenen in die Messungen einbezogen. Dabei wurde der Gesamtmassenstrom auf insgesamt vier Ebenen der Modellbrennkammer zugeführt. Es wurde folgendes Massenstromverhältnis bei unterschiedlichen Massenströmen untersucht: 32 % Primärluft, 24 % Sekundärluft 1, 24 % Sekundärluft 2 sowie 20 % Sekundärluft 3. Damit wurde der Sekundärluftanteil auf fast 70 % gesteigert. Dies stellt eine relative Gleichverteilung der Massenstromzuführung über der Modellbrennkammerhöhe sowie die Obergrenze des mit dem Brennkammermodell einstellbaren Massenstromverhältnisses dar.

Die Messergebnisse mit dieser Massenstromverteilung sind prinzipiell qualitativ ähnlich denen der vorangegangenen Untersuchungen, aber speziell bei  $v_x$  zeichnen sich Veränderungen ab. Die Darstellung der Messergebnisse von Messreihe S3-b (Referenzmassenstrom, 3 Sekundärluftebenen) erfolgt wiederum anhand einer Messebene, Bild 3-17. Es wird zum Vergleich eine Primärluftfahrweise (Messreihe P-1) sowie eine Fahrweise mit Sekundärluft 1 und 2 (Messreihe S2-b) herangezogen.

Die Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  ist auf allen Messebenen dominierend. Sie fällt aber im Vergleich zu den beiden anderen Messreihen niedriger aus. Dies trifft damit auch auf  $|v|$  zu. Es ist zu erkennen, dass mit steigendem Sekundärluftanteil am Gesamtmassenstrom  $v_z$  abfällt und damit insgesamt geringere Geschwindigkeiten im Brennkammermodell auftreten. Diese Tendenz ist prinzipiell auch bei  $v_x$  zu beobachten. Vor allem die Minima von  $v_x$  fallen flacher aus als in den anderen Messungen. Es liegen nunmehr keine Rückströmgebiete mehr vor, aber qualitativ ist das bisher bekannte Profil noch zu erkennen. Die Aufwärtsgeschwindigkeiten im Wandbereich liegen deutlich

unter denen der beiden anderen Messreihen. Im Strömungskern sind schon auf der dargestellten Messebene 3 Auswirkungen der Ausströmung zu erkennen. Diese verstärken sich auf den höher liegenden Messebenen. In der Nähe der Brennkammerachse bildet  $v_x$  ein deutliches Minimum aus. Besonders auf der Messebene 1 weicht  $v_x$  von den bisher bekannten Strömungsprofilen ab (siehe Anhang). Dies ist auf den extrem niedrigen Primärluftmassenstrom zurückzuführen. Dagegen behalten  $v_z$  und  $|v|$  ihr aus den anderen Messungen bekanntes charakteristisches Profil auf allen Messebenen.

Eine Veränderung des Gesamtmassenstromes bewirkt wieder eine in etwa proportionale Geschwindigkeitsveränderung auf allen Messebenen. Die Darstellung der Messergebnisse dieser drei Messreihen erfolgt im Anhang. Die Turbulenzwerte lagen ähnlich hoch wie in den vorangegangenen Messungen. Auch diese Messungen waren sehr gut reproduzierbar.

Mit der Steigerung des Sekundärluftanteils auf ca. 70 % des Gesamtmassenstromes sowie der zusätzlichen Verlagerung des Massenstromverhältnisses in Richtung des Modellbrennkammeraustritts deuten sich erste Anzeichen für Veränderungen im Strömungsprofil an. Aus den Messungen geht hervor, dass mit zunehmendem Sekundärluftanteil  $v_z$  sinkt und da  $v_z$  in allen Messungen die dominierende Geschwindigkeitskomponente ist, sinkt damit auch  $|v|$ . Sie verändern sich qualitativ nicht. Bei  $v_x$  tritt diese Tendenz ebenfalls auf. Ergebnis davon ist, dass es mehrere Minima und Maxima bei  $v_x$  gibt, aber bei einem Sekundärluftanteil von ca. 70 % keine Rückströmgebiete mehr auftreten, wie sie aus den vorangegangenen Messungen bekannt sind. Es ist zu vermuten, dass bei einer weiteren Steigerung des Sekundärluftanteils bzw. einer weiteren Verlagerung der Luftzuführungen in Richtung Brennkammeraustritt  $v_z$  qualitativ gleich bleibt, aber  $v_x$  das aus den bisherigen Messungen am Zykloidbrennkammermodell bekannte Profil verliert. Dies korrespondiert mit den Darstellungen in Bild 2-10.

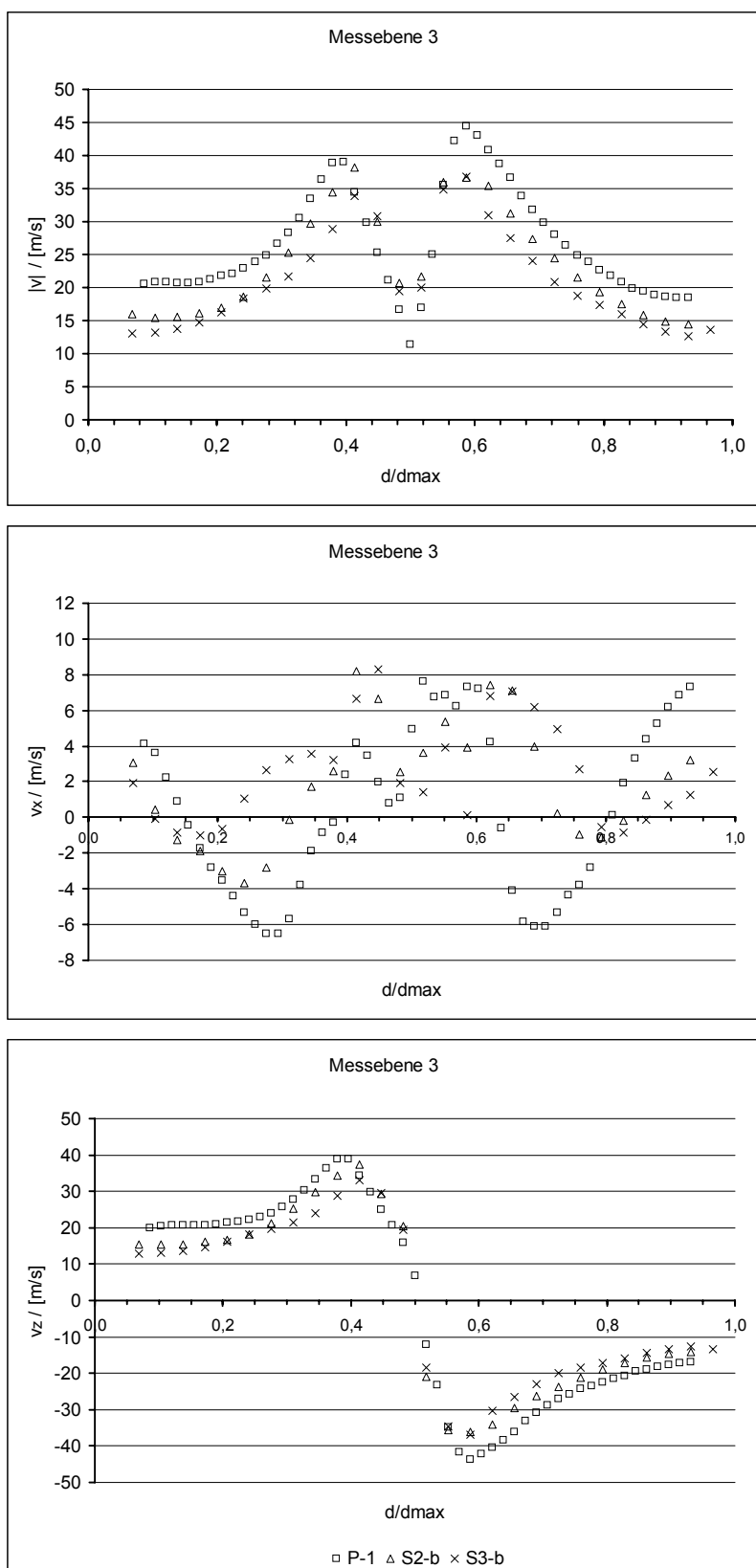


Bild 3-17: Vergleich der Messreihen P-1, S2-b und S3-b

### 3.2.3 Fehlerbetrachtung

Die möglichen Fehlerquellen können zwei Gruppen zugeordnet werden. Der ersten Gruppe sind die Messgeräte zuzuordnen. Dazu zählen die Messblendenstrecke und die Heißfilmsonde. Der zweiten Gruppe gehören systematische Fehler und Fehler in der Messanordnung an, die eine von der tatsächlichen Strömungsgeschwindigkeit abweichende Messgröße verursachen. Insgesamt wird aber auch das Messziel bei der Fehlerbetrachtung berücksichtigt.

Die Massenstrombestimmung erfolgte an einer Messblendenstrecke gemäß EN ISO 5167-1. Als Druckmessgerät wurde das Digital-Feinmanometer GDH 07 AN der Fa. Greisinger electronic GmbH eingesetzt. Ein Großteil der Messungen wurde bei einem Massenstrom von 0,11 kg/s durchgeführt. Dies entspricht einem Volumenstrom von ca. 0,09 m<sup>3</sup>/s. Bezogen auf die Messblendenstrecke und die dort erforderliche Druckmessung stellt dieser Massenstrom einen günstigen Arbeitspunkt dar. Der Fehler für die Massenstrombestimmung kann in Summe mit ca. 4 % angegeben werden und steigt mit sinkendem Massenstrom leicht an aufgrund des geringer werdenden Differenzdruckes über der Messblende. Insgesamt können die Auswirkungen dieses Fehlers als untergeordnet eingeschätzt werden, da es durch eine Veränderung des Massenstromes zu keiner qualitativen Änderung des Strömungsprofils kommt, siehe auch Bild 3-12.

Für die Geschwindigkeitsmessungen kam eine spezielle Heißfilmsonde in Hakenausführung der Fa. DANTEC zum Einsatz, siehe Kapitel 3.1.2.1. Die ermittelten Geschwindigkeiten sind aufgrund des Messprinzips sowohl vom Geschwindigkeitsbetrag als auch vom Anströmwinkel abhängig [6, 89]. Durch BBP, bei denen seit mehreren Jahren diese Sonden im Einsatz sind, wird ein durchschnittlicher Fehler der Sonden von 3-5 % angegeben.

Bei der Strömungsmessung mit Sonden in Drallströmungen kommt neben dem Fehler des entsprechenden Messverfahrens der Umstand hinzu, dass die Strömung durch die räumliche Ausdehnung der Sonde gestört wird. In ebenen Strömungen kann dies meist vernachlässigt werden, in Drallströmungen ist die direkte Ermittlung des dabei auftretenden Fehlers praktisch nicht möglich [57]. Die Auswirkungen der Störung in Verbindung mit dem Messprinzip sind in den durchgeführten Messungen deutlich zu erkennen.

Bei allen Messergebnissen treten unregelmäßig im Bereich 0,5 bis 0,75  $d_N$  höhere Werte, vor allem bei  $|v|$  und  $v_z$ , als im Bereich 0,25 bis 0,5  $d_N$  auf. Auch beim Drehen der Messvorrichtung auf dem Umfang des Brennkammermodells blieb dieser Sachverhalt bestehen. Damit ist von einer Beeinflussung der Messergebnisse durch die Sonde und deren Halterung auszugehen.

Nachweislich wird durch die Zahnstange, auf der die Sonde durch die Brennkammer verfährt, eine Störung des Strömungsfeldes verursacht. An der umströmten Zahnstange kommt es zu einem Strömungsabriss ähnlich einer „Karmannschen Wirbelstraße“. Im Bereich kurz hinter der Brennkammerachse trifft diese Störung aufgrund der Drallströmung unmittelbar auf den Messpunkt. Die im Bereich der Brennkammerachse ohnehin hohe Turbulenz wird dadurch noch verstärkt und die genaue Erfassung der erforderlichen Anströmwinkel beeinträchtigt. Zusätzlich ändert sich die prinzipielle Sondenstellung ab 0,5  $d_N$ , da sich die Hauptströmungsrichtung, bezogen auf das orthogonale Koordinatensystem, ebenfalls umkehrt. Dies zieht einen veränderten Anströmwinkel der Sonde nach sich. Die Fehlergrößen bezogen auf den Anströmwinkel sind laut Herstellerangaben positiv oder negativ gerichtet. Auch in der Literatur wird über die Richtungsempfindlichkeit von Hitzdrahtsonden berichtet [20, 41].

Aufgrund der Überlagerung der beschriebenen Sachverhalte kommt es zu den überhöhten Messwerten in diesem Bereich. Da bei allen Messungen weitestgehend ähnliche Strömungsverhältnisse herrschen und somit die Anströmwinkel der Sonde ebenfalls in jedem Messpunkt bei jedem Lastfall ähnlich sind, kann von einem gerichteten systematischen Fehler des Messsystems ausgegangen werden, der vor allem im Bereich 0,5 bis 0,75  $d_N$  zusätzlich durch deutlich erhöhte Turbulenz überlagert wird. Da Turbulenz und Geschwindigkeit in Richtung Brennkammerwand ab ca. 0,75  $d_N$  wieder deutlich abnehmen, wird der beschriebene Sachverhalt reduziert. Die Messergebnisse unterstreichen dies, Bild 3-18. Als Schlussfolgerung daraus sind die Messwerte im Bereich bis 0,5  $d_N$  als belastbarer zu betrachten als im Bereich ab 0,5  $d_N$ .

Wie in Kapitel 3.2.1 erwähnt wird auf die Auswertung und Darstellung der y-Komponente  $v_y$  im Rahmen dieser Arbeit verzichtet. Grund dafür ist u. a. ihr geringer Betrag gegenüber den anderen Komponenten und ihre untergeordnete Bedeutung bei der Beschreibung des globalen Strömungsfeldes.

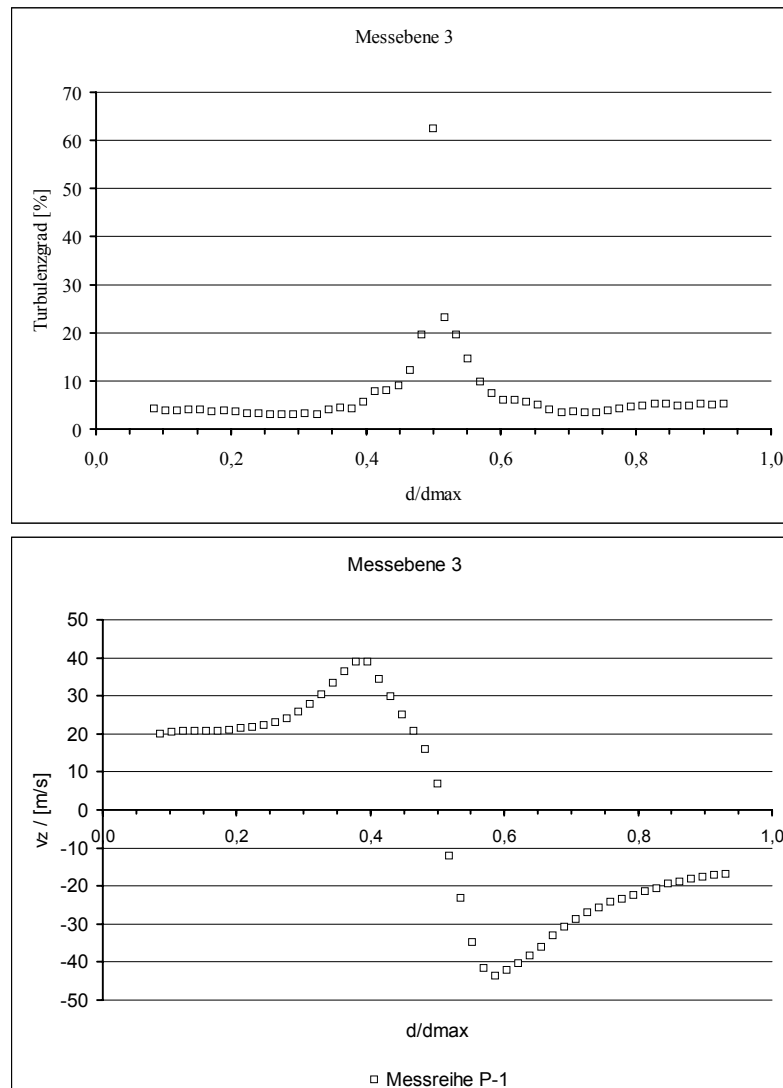


Bild 3-18: Darstellung des Abklingens der Störung durch die Sondenhalterung

Eine weitere Ursache liegt im Messsystem begründet. Es werden die Geschwindigkeitskomponenten in x-, y- und z-Richtung aufgenommen. Bereits eine geringe Abweichung des Messpunktes vom Brennkammerdurchmesser aufgrund von Fertigungstoleranzen bei den Messstutzen oder eine Bewegung des Strömungskernes, wie im Lichtschnitt gesehen, führt zur Überlagerung von einzelnen Komponenten. Dies betrifft vor allem die Überlagerung von  $v_y$  durch das wesentlich größere  $v_z$ . Schon ein geringer vektorieller Anteil von  $v_z$  führt zu einer deutlichen Verfälschung von  $v_y$ .

Unter Berücksichtigung der Zielstellung der Strömungsmessungen, der Gewinnung erster Erkenntnisse über das Strömungsfeld einer Zykloidfeuerung, sind die Fehlergrößen als akzeptabel einzuschätzen. Vor allem die gute

Reproduzierbarkeit der Messungen unterstreicht die Aussagefähigkeit und Belastbarkeit der Messergebnisse.

### 3.3 Zusammenfassung der Messergebnisse

In der vorliegenden Arbeit wurde das Strömungsfeld einer Zykloidfeuerung anhand eines isothermen Brennkammermodells messtechnisch untersucht. Die Auslegung des Brennkammermodells erfolgte auf der Basis fluiddynamischer Ähnlichkeiten. Das Modell wird im Saugbetrieb betrieben, d. h., ein Lüfter saugt Luft aus dem Modell an. Über Öffnungen im Brennkammermodell, die die entsprechenden Luftzuführungen der Primär- und Sekundärluft darstellen, strömt Umgebungsluft in das Modell nach. Das Massenstromverhältnis zwischen Primär- und Sekundärluft kann in begrenztem Umfang variiert werden. Dabei ist zu berücksichtigen, dass durch die Betriebsweise des Modells eine Änderung des Massenstromes an einer Luftzuführungsebene zwangsläufig eine Änderung an allen anderen Luftzuführungsebenen zur Folge hat und somit der Einstellung der gewünschten Massenstromverhältnisse durch den Modellaufbau Grenzen gesetzt sind. Zur Strömungsmessung wurde ein Heißfilmanemometer eingesetzt.

Die Untersuchungen beschränkten sich, gemäß der Aufgabenstellung, auf die Gewinnung grundlegender Erkenntnisse zum Strömungsverhalten in einem Zykloidbrennkammermodell. Dabei wurden unterschiedliche Massenströme und Massenstromverhältnisse betrachtet. Andere Einflussgrößen, wie z. B. Modifikationen der Brennkammergeometrie, Änderung des Längen-/Durchmesserverhältnisses oder unterschiedliche Einströmgeometrien konnten nicht untersucht werden, sollten aber in der Zukunft Gegenstand weiterer Forschungsarbeiten sein.

Insgesamt geht aus den Messungen hervor, dass sich im Brennkammermodell der Zykloidfeuerung bei allen untersuchten Betriebsweisen ein komplexes Strömungsfeld ausbildet. Die Strömung ist stark verdrallt, vor allem im Kern hochturbulent, dreidimensional, nicht rotationssymmetrisch, aber quasistationär, vgl. Kapitel 3.2.

Das ermittelte Profil des Geschwindigkeitsbetrages  $|v|$  entspricht dem typischen Profil einer drallbehafteten Strömung. Die Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  hat generell in Achsnähe einen Nulldurchgang und wächst anschließend schnell zu einem lokalen Maximum an. Anschließend fällt  $v_z$  zur Brennkammerwand hin ab. Sie ( $v_z$ ) ist die dominierende Geschwindigkeitskomponente in allen Messreihen. Bei  $v_x$  sind unterschiedlich gerichtete Strömungsgebiete zu erkennen. Charakteristisch sind in fast allen Messreihen die aufwärts gerichteten Strömungsgebiete in Wandnähe und im Strömungskern sowie die dazwischen liegenden Rückströmgebiete. Bei deutlicher Verlagerung des Massenstromverhältnisses von der Primärluft hin zur Sekundärluft, speziell zu höheren Sekundärluftebenen, treten die Rückströmgebiete nur noch sehr schwach bzw. gar nicht mehr auf.

Anhand dieser Resultate kann festgestellt werden, dass es, wie schon vermutet, Parallelen zu der Strömung in Zyklonen bzw. Zyklonbrennkammern gibt. Bei diesen ist ebenfalls  $v_z$  die dominierende Geschwindigkeitskomponente, bei  $v_x$  treten unterschiedlich gerichtete Strömungsgebiete auf. Speziell zu Zyklonbrennkammern gibt es vergleichbare Untersuchungsergebnisse. Cautius [13] führte Untersuchungen an Kaltmodellen von Zyklonbrennkammern durch, bei denen die Anordnung der Eintrittsdüsen für die Sekundärlüfte über der Höhe der Brennkammer variiert wurde. Er stellte fest, dass die Axialgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Anordnung der Eintrittsdüsen in Bezug auf die Austrittsöffnung der Brennkammer mehrfach die axiale Strömungsrichtung ändert (Bild 2-10). Bei Anordnung der Eintrittsdüsen gegenüber des Brennkammeraustritts stellte sich ein qualitativ ähnliches Strömungsprofil ein, wie es bei der Zykloidbrennkammer ermittelt wurde. Befanden sich die Eintrittsdüsen auf der Seite des Brennkammeraustritts, stellte sich ein typisches Strömungsprofil wie in einem Zyklon mit nur einer axialen Richtungsänderung ein. Wurden die Eintrittsdüsen auf der dem Brennkammeraustritt gegenüberliegenden Seite angeordnet, führte dies zu zwei axialen Richtungsänderungen. Bei Anordnung der Eintrittsdüsen auf beiden Seiten der Brennkammer überlagerten sich die Strömungsprofile.

Grundsätzlich ist dieses Verhalten, wie weiter oben erläutert, auch am Zykloidbrennkammermodell zu beobachten. Durch die deutliche Verlagerung der Luftzuführung zu höher angeordneten Sekundärluftebenen, d. h., wenn mehr als 40 % des Luftmassenstromes über die Sekundärluftebenen 2 und 3 der



Brennkammer zugeführt werden, treten die Rückströmgebiete nur noch sehr schwach auf. Dies ist mit der Tatsache zu erklären, dass sich die Ein- und Ausströmbedingungen immer mehr denen eines Zyklons angleichen. Für den Betrieb der Zykloidfeuerung ist eine solche übermäßige Verlagerung der Verbrennungsluftzuführung über die Sekundärluftebenen 2 und 3 nicht relevant, da aufgrund der Feuerungsführung, je nach Betriebsfall, eine Mindestmenge Primärluft und eine dementsprechend maximale Verteilung der Sekundärlüfte für die gestufte Verbrennung notwendig ist.

Im Weiteren stellte sich heraus, dass das Strömungsprofil in den untersuchten Betriebspunkten auf allen Messebenen im zylindrischen Teil der Brennkammer relativ konstant bleibt. Erst kurz unterhalb des Brennkammerendes sind Veränderungen bei  $v_x$  aufgrund des Ausströmens zu verzeichnen. Eine Abhängigkeit des Strömungsprofils vom Gesamtmassenstrom besteht dahingehend, dass mit einer Veränderung des Gesamtmassenstroms eine in etwa proportionale Geschwindigkeitsänderung von  $|v|$  und  $v_z$  zu beobachten ist. Die Minima und Maxima von  $v_x$  verhalten sich entsprechend. Des weiteren ist mit zunehmendem Anteil an Sekundärluft im Allgemeinen eine Geschwindigkeitsabnahme von  $|v|$  und  $v_z$  festzustellen. Es ist zu vermuten, dass dabei das Verhältnis der Sekundärlüfte untereinander eine wesentliche Rolle spielt.

Aufgrund der zuvor beschriebenen Zusammenhänge kann die Hypothese aufgestellt werden, dass die Primärluft die Beträge der Geschwindigkeitskomponenten bis zu einem bestimmten Anteil am Gesamtmassenstrom nachhaltig beeinflusst. Darüber hinaus nimmt dann der Einfluss der Sekundärluft auf die Beträge der Geschwindigkeitskomponenten zu. Mittels der in das Brennkammermodell eingebrachten Impulsströme von Primär- und Sekundärluft soll diese Hypothese veranschaulicht werden. Eine Unterstützung dieser Hypothese mit Messwerten kann aufgrund der vorliegenden eingeschränkten Möglichkeiten der Einstellung von Massenstromverhältnissen am vorhandenen Brennkammermodell nur begrenzt erfolgen.

Wird  $|v|$  bzw.  $v_z$  in Beziehung zu den dem Brennkammermodell zugeführten Impulsströmen gebracht und dabei das Verhältnis der Sekundärlüfte untereinander berücksichtigt, können die bei den Messungen ermittelten Tendenzen unterlegt werden. In Bild 3-19 sind die dem Brennkammermodell zugeführten Impulsströme von Primär- und Sekundärluft über dem prozentualen

Anteil an Sekundärluft am Gesamtmassenstrom aufgetragen unter Berücksichtigung der Verhältnisse zwischen den einzelnen Sekundärlüften. Die einzelnen Betriebsweisen, bei den Strömungsmessungen durchgeführt wurden, sind in den Kurven hervorgehoben. Da die Primärluftfahrweise nicht über dem Anteil an Sekundärluft aufgetragen werden kann, erfolgt die Kennzeichnung dieser Fahrweise auf der Ordinate. Für alle anderen Kurven ist dies ebenfalls der Ausgangspunkt. Vergleichend dazu sind die Verläufe von  $v_z$  der entsprechenden Messreihen, aus Gründen der Übersichtlichkeit, von 0 bis 0,5 normiertem Brennkammerdurchmesser dargestellt, Bild 3-20.

In Bild 3-19 ist zu erkennen, dass innerhalb der durchgeführten Messungen die dem Brennkammermodell zugeführte Summe der Impulsströme von Primär- und Sekundärluft bei Primärluftfahrweise am größten ist und mit zunehmendem Anteil an Sekundärluft geringer wird. Eine Ausnahme bildet dabei die Messung bei einem Primärluft-/Sekundärluftverhältnis von 57 % : 43 % (Messreihe S1-c). Diese Tendenz ist ebenso aus den Geschwindigkeitsmessungen zu entnehmen.

Unter Berücksichtigung des Verhältnisses der Sekundärlüfte untereinander ist zu erkennen, dass es für jedes Sekundärluftverhältnis einen eigenen Kurvenverlauf und in diesem ein Minimum bei der dem Brennkammermodell zugeführten Impulsstromsumme gibt. Anschließend steigen die Kurven wieder an. Dies bedeutet, dass es für jedes Sekundärluftverhältnis einen Punkt gibt, an dem die durch das Absinken des Primärluftanteils sinkende Impulsstromsumme durch den gleichzeitig steigenden Anteil an Sekundärluft kompensiert werden kann und nach der vorliegenden Hypothese  $|v|$  bzw.  $v_z$  wieder steigen müsste. Die Strömungsmessungen der Fahrweise Primärluft 57 %, Sekundärluft 43 % (Messreihe S1-c) bestätigen diese Aussage. Dabei ist zu berücksichtigen, dass bei der Zuführung der Sekundärluft über mehrere Sekundärluftebenen die Kompensation des Impulsstromverlustes aufgrund der dadurch gestiegenen Eintrittsfläche der Sekundärluft später einsetzt. Die in Bild 3-19 dargestellten Kurven belegen diesen Verlauf. Eine weitere Unterlegung anhand von Messwerten ist aufgrund der Betriebsweise des Brennkammermodells zu diesem Zeitpunkt leider nicht möglich.

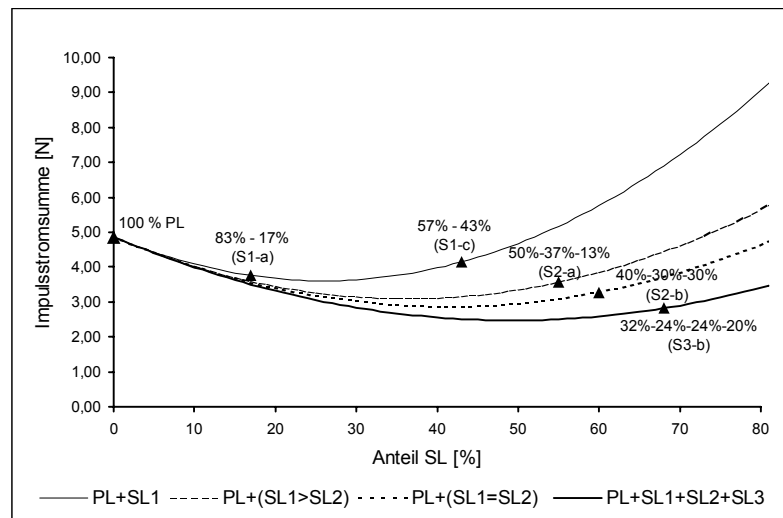


Bild 3-19: Darstellung der Impulsstromsumme über dem Sekundärluftanteil

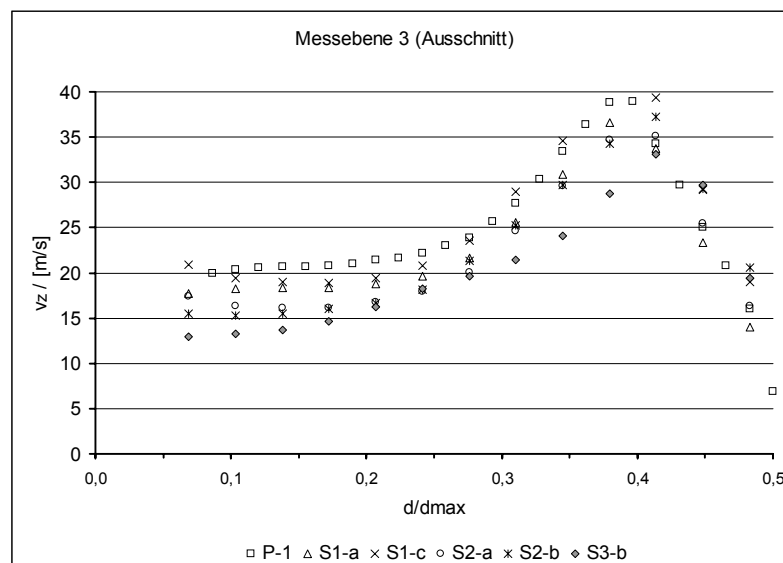


Bild 3-20: Darstellung von  $v_z$  verschiedener Messreihen auf Messebene 3 (Vergrößerung)

Zur Überprüfung der Messergebnisse am Brennkammermodell wurde eine Strömungsmessung der Einphasenströmung an der realen Zykloidfeuerung des ERI durchgeführt. Die Anlage wurde dafür mit Umgebungsluft betrieben. Es wurde eine Primärluftfahrweise gewählt, da bei Betrieb der Sekundärlüfte mit Umgebungsluft an der realen Zykloidbrennkammer die Modellähnlichkeit aufgrund der veränderten Impulsverhältnisse nicht mehr gegeben ist. Die Messergebnisse der Strömungsmessungen an der Zykloidbrennkammer korrelieren sehr gut mit den Messergebnissen am Modell, Bild 3-21.

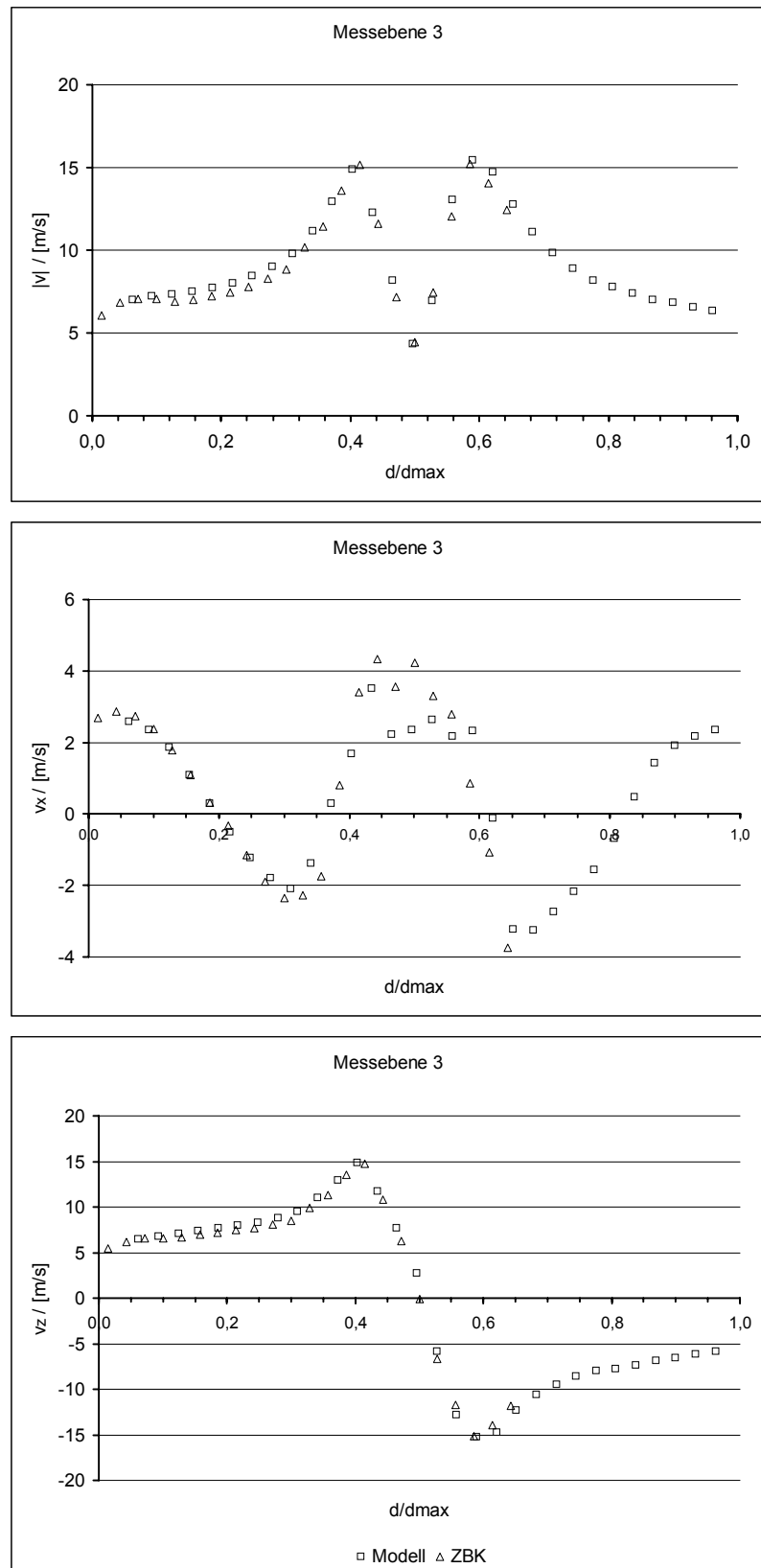


Bild 3-21: Vergleich der Messungen an ZBK und Brennkammermodell

Es konnte das gleiche Verhalten der Strömung wie im Modell beobachtet werden. Dieser Vergleich ist ein Beleg für die Sinnfälligkeit der am Brennkammermodell gewonnenen Erkenntnisse.

Mit den durchgeführten Untersuchungen am isothermen Brennkammermodell konnten erstmals konkrete Vorstellungen über die Strömung in einer Zykloidfeuerung gewonnen werden. Die Abhängigkeiten des Strömungsprofils von einzelnen Betriebsweisen sind herausgearbeitet und die Ergebnisse dargestellt worden (Kapitel 3.2).

Die am Brennkammermodell gewonnenen Ergebnisse sind grundsätzlich auf die isotherme Strömung der Zykloidbrennkammer am ERI übertragbar. Dennoch sind für eine Verallgemeinerung der Ergebnisse auf die realen Strömungsverhältnisse in der Feuerung weitere Untersuchungen notwendig, da der Einfluss von Partikelbewegung, Reaktionskinetik etc. mit den vorliegenden Ergebnissen nicht abgeschätzt werden kann.

Mit den gewonnenen Vorstellungen ist eine Konkretisierung der in der realen Brennkammer ablaufenden Vorgänge möglich. Aufgrund der Messergebnisse ist nun die Größenordnung der auftretenden Umfangsgeschwindigkeiten abschätzbar. Die hohen der Aufwärtsbewegung überlagerten Umfangsgeschwindigkeiten sind eine Ursache für die sehr guten Ausbrandergebnisse der Feuerungsversuche des ERI. Dadurch legen die Kohlepartikel, die prinzipiell der Gasströmung folgen, zusätzlich zu ihrer Aufwärtsbewegung eine deutlich längere Wegstrecke in der Brennkammer zurück. Damit wird die Wahrscheinlichkeit des Aufeinandertreffens von Reaktionspartner deutlich erhöht.

Weiterhin konnten in axialer Richtung Rückströmgebiete in der isothermen Strömung ermittelt werden. Durch die messtechnischen Untersuchungen konnte dieses Verhalten, welches im Vergleich zur Umfangskomponente nicht konkret abschätzbar war, quantifiziert und die Rückströmgebiete lokalisiert werden. Das Auftreten dieser Rückströmgebiete ist auch in der realen Brennkammer wahrscheinlich, wobei lokale Ausdehnung und Geschwindigkeiten im Gegensatz zum Brennkammermodell variieren können. Durch diese Rückströmgebiete erfolgt eine zusätzliche Vermischung der Reaktionspartner. Insgesamt spiegelt sich dies in den Ergebnissen der Verbrennungsversuche an

der Technikumsanlage wieder (Ausbrand 99,9 %, hoher Schwefeleinbindungsgrad [47]).

Zusätzlich stellen die Strömungsuntersuchungen eine gute Ausgangsbasis für eine numerische Simulation dar. Die Messergebnisse sind aufgrund ihrer sehr guten Reproduzierbarkeit ein geeignetes Vergleichskriterium für die Simulationsergebnisse. Weiterhin können durch die Kenntnis des Strömungsverhaltens im Brennkammermodell Problemzonen schon bei der Gittergenerierung des CFD-Modells berücksichtigt werden.

## 4 Numerische Modellierung

Mit den Forschungsarbeiten an der Zykloidfeuerung haben sich Wissenschaftler und Ingenieure an der BTU Cottbus/ERI die Aufgabe gestellt, ein umweltfreundliches und effizientes Feuerungssystem für eine dezentrale Wärmeversorgung auf der Basis von Trockenbraunkohle zu entwickeln. D. h., die zu erzeugende Wärmemenge soll mit einem möglichst geringem Brennstoffeinsatz und geringem Schadstoffausstoß bereitgestellt werden. Innerhalb dieser Forschungsarbeiten wird letztlich der Verbrennungsvorgang in der Zykloidbrennkammer experimentell als auch theoretisch untersucht.

Die wissenschaftliche Methodik bei der Lösung technischer und naturwissenschaftlicher Problemstellungen wird durch die Verfügbarkeit immer leistungsfähiger Computer zunehmend verändert. So lassen sich heute die Möglichkeiten vieler mathematischer und physikalischer Modelle durch numerische Simulation voll ausschöpfen. Dadurch gewinnt die Simulationstechnik neben den klassischen Methoden der Theorie und dem Experiment in Forschung und Praxis an Bedeutung.

Die mathematische Modellierung von Verbrennungsvorgängen ist heute allgemein ein Schwerpunkt theoretischer Untersuchungen. Dabei kommen nach [28] Global- oder Gesamtmodelle zum Einsatz. Globalmodelle betrachten den Verbrennungsvorgang als Ganzes. Gesamtmodelle dagegen sollen Erkenntnisse und Informationen über das sich einstellende Geschwindigkeitsfeld, den Ort der Schadstoffentstehung oder die Wärmebelastung in den verschiedenen Feuerraumregionen liefern.

Für eine Gesamtmodellierung muss der physikalische Prozess (Verbrennung) in Teilvorgänge zerlegbar sein, die dann mit mathematischen Gleichungen beschrieben werden müssen. Dabei ist eine vollständige Übereinstimmung zwischen Physik und Modell nicht erreichbar, da es nicht möglich ist, alle Einflussfaktoren und Vorgänge zu erfassen. Das Modell sollte den physikalischen Prozess qualitativ und quantitativ mit vertretbarem Aufwand hinreichend genau wiedergeben.

Der Verbrennungsvorgang kann generell in drei Hauptvorgänge unterteilt werden: die Strömung (konvektiver Transport von Luft, Partikeln und Verbrennungsprodukten), die Wärmeübertragung (durch Konvektion, Leitung und Strahlung) und die Reaktion (chemische Reaktion von Brennstoff und Verbrennungsgasen). Die vorliegende Arbeit ist ein erster Schritt zur Entwicklung eines mathematischen Gesamtmodells der Zykloidfeuerung. Es wird der Teilvorgang „Strömung“ modelliert und dabei nur die isotherme Strömung betrachtet. Somit können Geschwindigkeitsfeld und Turbulenz unabhängig von Reaktion und Wärmeeinfluss modelliert und relativ einfach anhand der Messdaten des Kaltmodells überprüft werden. Dadurch kann eine hohe Qualität des Berechnungsmodells sichergestellt werden, da für eine zielgerichtete Einflussnahme, z. B. zur Optimierung der Feuerraumgeometrie oder zur Minderung des Schadstoffausstoßes, eine möglichst genaue Berechnung des Strömungsfeldes sehr wichtig ist.

Mit der Strömungssimulation der isothermen Gasphase wird versucht, durch numerische Verfahren aus den Erhaltungssätzen von Masse, Energie und Impuls ein Abbild der Strömung im Brennkammermodell zu berechnen. In dem für die Berechnungen eingesetzten Programm FLUENT sind eine Vielzahl der dafür notwendigen und allgemein gebräuchlichen mathematischen Modelle implementiert. Nachfolgend werden die für den isothermen quasistationären Vorgang wesentlichen und in der Arbeit verwendeten Modelle kurz dargestellt.

## 4.1 Grundlegendes mathematisches Modell

Wesentlich für die Beschreibung einer turbulenten Strömung sind die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie. Weiterhin sind ggf. in Abhängigkeit des zu betrachtenden Gesamtvorganges zusätzliche Gleichungen notwendig wie z. B. Stoffgleichungen, Reaktionsgleichungen etc. Im vorliegenden Fall werden nur die Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls berücksichtigt, da in der Modellbrennkammer ausschließlich mit, als homogenes Medium vorausgesetzter, Umgebungsluft gearbeitet und in guter Näherung insgesamt von einem isothermen Vorgang ausgegangen werden kann.

Allgemein beschreiben die Erhaltungsgleichungen die Änderung der jeweiligen Erhaltungsgröße in einem beliebigen Volumen durch das Ein- bzw. Austreten



der jeweiligen Größe aus dem Volumen oder durch Einflüsse von außen. Diese Einflüsse können an der Wand, z. B. in Form von Reibung, oder direkt auf das Volumen in Form einer Quelle oder Senke wirken. Auf eine Herleitung der Erhaltungsgleichungen wird in diesem Zusammenhang verzichtet, da sie vielfach in der Literatur ausführlich nachzulesen ist [1, 73, 90].

Im vorliegenden Fall wird die Strömung durch die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = s \quad (17)$$

und die Impulsgleichungen

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \sum_j \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (18)$$

mit  $i = x, y, z$  und dem Spannungstensor

$$\tau_{ij} = \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \quad (19)$$

vollständig beschrieben.

Dabei steht  $\rho$  für die Dichte,  $u_i$  für die Geschwindigkeitskomponenten,  $s$  als Quell- oder Senkenterm in der Massenbilanz (im vorliegenden Fall ist  $s = 0$ ),  $p$  für den statischen Druck,  $f$  für äußere Volumenkräfte (z. B. Gravitation) und  $\mu$  für die molekulare Zähigkeit.

Die Volumenkraft ist aufgrund der Modellgeometrie vernachlässigbar. Die Messungen ergaben maximale Geschwindigkeiten von ca. 45 m/s im zylindrischen Teil der Brennkammer, und innerhalb der einzelnen Simulationen traten maximale Machzahlen von 0,4 in einem kleinen Gebiet am Konusboden auf. Es kann damit von einer inkompressiblen Strömung mit  $\rho = \text{const}$

ausgegangen werden. Unterstützt wird diese Annahme durch Testrechnungen mit kompressibler Strömung, die keine signifikanten Abweichungen in den Lösungen ergaben.

Damit vereinfachen sich die Gleichungen zu den sogenannten Navier-Stokes-Gleichungen

$$\sum_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \text{div } \mathbf{u} = 0 \quad (20)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \sum_j \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (21)$$

mit gegebenen Größen  $\rho$  und  $\mu$ , woraus mit geeigneten Randbedingungen die Geschwindigkeit und der Druck prinzipiell berechnet werden können. Die Verwendung der Energieerhaltungsgleichung erübrigt sich damit letztendlich.

Als Randbedingungen kommen im vorliegenden Fall folgende Möglichkeiten in Betracht. An den festen Wänden wird allgemein eine Haftrandbedingung mit  $u_{\text{Wand}} = 0$  definiert. An allen festen Wänden kommt im Zusammenhang mit der Turbulenzmodellierung das logarithmische Wandgesetz zur Anwendung [26]. Für die Einström- sowie die Ausströmrandbedingung können mehrere Varianten zum Einsatz kommen. Es kann für beide ein statischer Druck vorgegeben werden, so dass sich aufgrund der Druckdifferenz ein Massenstrom im betrachteten Volumen ausbildet. Der Massenstrom kann prinzipiell durch Variation der Druckdifferenz eingestellt werden. Vorteil dieser Variante ist die Tatsache, dass sich das Einström- wie auch das Ausströmprofil frei ausbilden können. Dies würde den realen Ein- und Ausströmbedingungen sehr gut entsprechen. Der Nachteil liegt in dem relativ schwierig einstellbaren Massenstrom und darin, dass diese Kombination der Randbedingungen im vorliegenden Fall zur Instabilität neigen kann. Als weitere Möglichkeit kann am Einströmrand eine Geschwindigkeit und am Ausströmrand der Druck vorgegeben werden. Dadurch ist eine exakte Festlegung des Massenstromes am Einströmrand möglich. Nachteilig könnte sich das Erzwingen des Geschwindigkeitsprofils am Einströmrand auswirken. Durch einen genügend

langen Zuströmkanal, in dem sich ein Geschwindigkeitsprofil frei entwickeln kann, ist eine weitgehende Begrenzung der Auswirkungen dieser Randbedingung möglich. Als dritte Variante ist die Vorgabe eines Massenstromes am Ein- oder Ausströmrand in Kopplung mit einer Druckrandbedingung möglich. Dadurch kann ebenfalls der Massenstrom exakt eingestellt werden, aber auch diese Kombination neigt im vorliegenden Fall teilweise zur Instabilität.

Das bis hierher beschriebene Gleichungssystem ist bis auf wenige Spezialfälle nicht analytisch lösbar. Daher muss eine Lösung durch Diskretisierung und Anwendung numerischer Verfahren erfolgen. Da die Geschwindigkeit in turbulenten Strömungen, und eine solche liegt hier vor, kleinen Schwankungen mit räumlich relativ geringen Ausdehnungen und zum Teil hoher Frequenz unterworfen ist, bedarf eine numerische Lösung einer äußerst feinen Vernetzung [44]. Die Anzahl der Gitterpunkte müsste in etwa gleich der geometrischen Länge dividiert durch die kleinsten Längenmaßstäbe in turbulenten Strömungen sein, so dass bis zu  $10^5$  Gitterpunkte pro Koordinatenrichtung notwendig sind. Damit würde sich für die vollständige Berechnung realer Anlagen ein, auch für die derzeit verfügbare Rechentechnik zu großer Speicher- und Rechenzeitbedarf ergeben. Zusätzlich ist aufgrund der turbulenten Phänomenologie eine instationäre Betrachtungsweise notwendig, bei der ähnliche Anforderungen an die zeitliche Diskretisierung wie für die örtliche Diskretisierung gelten [29]. Eine derartige direkte numerische Simulation (DNS) kann unter den heutigen Bedingungen nur in einfachen Strömungssituationen, wie z. B. in einer wandnahen Grenzschicht [82] zum Einsatz kommen.

Aus diesem Grund beschränken sich die meisten ingenieurtechnischen Anwendungen auf die Berechnung einer mittleren Geschwindigkeit, die auf einem gängigen Gitter vernünftig dargestellt werden kann und der eine Schwankungsbewegung überlagert ist, die selbst nicht berechnet wird. Es werden lediglich qualitative Größen, die den Einfluss der Schwankungen auf die mittlere Geschwindigkeit beschreiben, bestimmt. Die Geschwindigkeit wird in

$$u = \bar{u} + u' \quad (22)$$

zerlegt, wobei  $\bar{u}$  die mittlere Geschwindigkeit und  $u'$  die Schwankungsbewegung ist. Der zeitliche Mittelwert wird mit

$$\bar{u} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} u dt \quad (23)$$

berechnet, wobei  $\Delta t$  eine Zeitspanne ist, die groß gegenüber der Zeitdauer der Schwankungen und klein gegenüber der Zeitkonstanten der Hauptströmung ist. Nach Einsetzen von Gleichung (22) in Gleichung (21) und zeitlicher Mittelwertbildung erhält man mit

$$\bar{u}' = 0 \quad (24)$$

das folgende Gleichungssystem (Querstriche für gemittelte Geschwindigkeiten sind im weiteren weggelassen)

$$\sum_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \text{div } u = 0 \quad (25)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + \sum_j \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \sum_j \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \rho \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u'_j u'_i}) \quad (26)$$

zuzüglich der Randbedingungen in den gemittelten Größen. Das Gleichungssystem unterscheidet sich vom Ausgangssystem durch die Terme

$$\rho \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u'_j u'_i}), \quad (27)$$

welche den Einfluss der Schwankungsbewegung auf die gemittelten Größen charakterisieren. Sie bedürfen der Modellierung. Da aus Experimenten bekannt ist, dass die Schwankungsbewegungen dem eigentlichen Bewegungsvorgang meist Energie entziehen, werden diese häufig als zusätzliche Reibungsterme modelliert. Die Größen

$$R_{ij} = -\rho \overline{u'_j u'_i} = R_{ji} \quad (28)$$

werden daher Reynoldssche Spannungen genannt.

Als Maß für die Schwankungsbewegungen wird häufig die turbulente kinetische Energie  $k$  verwendet

$$k = \frac{\rho}{2} \sum_i \overline{u_i'^2} = \frac{1}{2} (R_{xx} + R_{yy} + R_{zz}). \quad (29)$$

Die Reynoldsspannungen nach Gleichung (28) können mit Hilfe sogenannter Schließbedingungen bestimmt werden, die zu konkreten Turbulenzmodellen führen.

Eine grobe Einteilung dieser Modelle kann nach der Anzahl der zusätzlichen partiellen Differentialgleichungen erfolgen. Es wird demnach in Null-, Ein-, Zwei- und Mehrgleichungsmodelle unterschieden. Im nachfolgenden Kapitel wird die Auswahl und das verwendete Turbulenzmodell kurz beschrieben. Einen umfassenderen Überblick zu Turbulenzmodellen und deren detaillierte Beschreibung gibt die Literatur [26, 83, 52, 53, 79, 92].

## 4.2 Auswahl des Turbulenzmodells

Bei Null-, Ein- und Zweigleichungsmodellen werden die Reynoldsschen Spannungen mit Hilfe bekannter Größen sowie einem turbulenten Längenmaß  $l$  und eines turbulenten Zeitmaßes  $T$  über einen algebraischen Ansatz modelliert. Die Größen  $l$  und  $T$  werden bei Nullgleichungsmodellen über problemangepasste empirische Ansätze in Abhängigkeit von Geometrie und Reynoldszahl abgeschätzt. Bei Eingleichungsmodellen wird nur noch  $l$  oder  $T$  empirisch modelliert und die andere Größe durch die kinetische Turbulenzenergie berechnet. Beide Modelle werden u. a. bei der Berechnung von Profilmströmungen, z. B. bei Turbomaschinen eingesetzt [22].

Vollständig kann eine turbulente Strömung erst unter Hinzunahme einer weiteren Transportgleichung beschrieben werden. Aus diesem Grund werden für komplexe turbulente Strömungen oftmals Zweigleichungsturbulenzmodelle eingesetzt, bei denen die Transportgleichungen für die kinetische

Turbulenzenergie und deren Dissipationsrate gelöst werden. Das wohl am häufigsten verwendete Zweigleichungsmodell ist das k- $\epsilon$ -Modell [54]. Dessen grundlegende Annahmen sind die isotrope Turbulenz und die Proportionalität zwischen Reynoldsspannungen und dem Gradienten der mittleren Geschwindigkeiten (Boussinesq Hypothese), mit einer i. Allg. ortsabhängigen Wirbelviskosität als Faktor. Obwohl das k- $\epsilon$ -Modell als das Standardmodell der ingenieurmäßigen Strömungsberechnung angesehen werden kann - da es für technische Anwendungen oft ein Optimum zwischen Aufwand und Genauigkeit darstellt - ist es für die Simulation stark verdrallter Strömungen nicht geeignet [29, 30, 39]. Bei diesen liegt insbesondere in der Nähe der Symmetrieachse eine hohe Inhomogenität der Turbulenz vor.

Eine bessere Eignung für verdrallte Strömungen wird häufig dem sogenannten RNG-k- $\epsilon$ -Modell [92], einer Erweiterung des k- $\epsilon$ -Modells, zugesprochen. Trotzdem können die Ergebnisse beim Einsatz dieses Turbulenzmodells für stark verdrallte Strömungen nicht überzeugen [29, 30], siehe auch 5.2.2.

Aus diesem Grund wird ausgehend von Gleichung (26) in Mehrgleichungsturbulenzmodellen dem anisotropen Charakter der Turbulenz durch sechs Gleichungen für die unabhängigen Reynoldsspannungen Rechnung getragen [51]. Einen Überblick zu verschiedenen Reynoldsspannungsmodellen gibt [22]. Für den vorliegenden Fall gilt nach [26]

$$\rho \left( \frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + \sum_k \frac{\partial u_k R_{ij}}{\partial x_k} \right) = D_{ij}^T + D_{ij}^L + P_{ij} + \phi_{ij} - \epsilon_{ij}. \quad (30)$$

Die Terme  $D_{ij}^L$  (molecular diffusion)

$$D_{ij}^L = \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \mu \frac{\partial}{\partial x_k} R_{ij} \right] \quad (31)$$

und  $P_{ij}$  (stress production)

$$P_{ij} = -\rho \sum_k \left[ R_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + R_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right] \quad (32)$$

beinhalten ausschließlich die bisher gesuchten Größen, während die Terme  $D_{ij}^T$  (turbulent diffusion),  $\phi_{ij}$  (pressure strain) und  $\varepsilon_{ij}$  (dissipation) der Modellierung bedürfen [29].

$$D_{ij}^T = -\sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \overline{\rho u_i u_j u_k} + p (\delta_{kj} \overline{u_i} + \delta_{ik} \overline{u_j}) \right], \quad \delta_{kj} = \begin{cases} 1 & k = j \\ 0 & k \neq j \end{cases} \quad (33)$$

$$\phi_{ij} = p \overline{\left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)} \quad (34)$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\mu \sum_k \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}} \quad (35)$$

Speziell  $D_{ij}^T$  wird über ein Gradienten-Diffusionsmodell nach [15] modelliert, welches wiederum über einen Wirbelzähigkeitsansatz regularisiert wird. Die Ermittlung von  $\varepsilon_{ij}$  erfolgt in FLUENT über einen  $\varepsilon$ -Ansatz, wobei  $\varepsilon$  aus einer zusätzlichen Differentialgleichung analog der Dissipationsrate des k- $\varepsilon$ -Modells ermittelt wird. Durch die Ansätze für diese Terme wird auch hier der Anisotropie der Turbulenz nur bedingt Rechnung getragen. Trotzdem ist durch die im Vergleich zu Zweigleichungsmodellen genauere Modellierung in den anderen Termen eine bessere Abbildung der Turbulenz und damit des Strömungsfeldes im vorliegenden Fall zu erwarten. Das nun zu lösende Differentialgleichungssystem, bestehend aus drei Gleichungen für die Impulserhaltung, einer Gleichung für die Masseerhaltung und sechs Gleichungen für die Reynoldsschen Spannungen sowie einer zusätzlichen Gleichung aus der  $\varepsilon$ -Modellierung, stellt einen hohen, aber notwendigen Aufwand zur Berechnung des vorliegenden Strömungsfeldes dar.

### 4.3 Numerisches Modell

Die Transportgleichungen (vgl. Kapitel 4.1 und 4.2) bilden ein System partieller Differentialgleichungen zweiter Ordnung, das stark gekoppelt und nichtlinear ist [77]. Für die numerische Lösung muss das Rechenggebiet diskretisiert werden. FLUENT benutzt dazu eine Finite Volumen Methode. Dabei wird das Berechnungsgebiet in eine endliche Zahl Volumenzellen aufgeteilt, i. Allg. in Hexaeder- oder Tetraederzellen. Innerhalb dieses Gitters sind die Berechnungsgrößen an diskreten Punkten definiert und es werden alle Variablen für eine Volumenzelle an den entsprechenden diskreten Punkten abgespeichert. Die numerische Integration der Transportgleichungen über die Kontrollvolumen erfolgt mit Hilfe des Gaußschen Integralsatzes und liefert die diskreten Gleichungen, z. B. für die Massebilanz [24]

$$\int_{\Omega_m} \operatorname{div} u \, dV = \oint_{\partial\Omega_m} u \, dA \approx \sum_k a_k (u_k n_k). \quad (36)$$

Daraus folgt für  $\operatorname{div} u$  z. B.

$$\operatorname{div} u \approx \frac{1}{\operatorname{Vol}(\Omega_m)} \sum_k a_k (u_k n_k) \quad (37)$$

für jede Gitterzelle  $\Omega_m$ , wobei  $a_k$  die Koeffizienten der jeweiligen numerischen Integrationsformel und  $n_k$  die Normalenrichtung sind. Um  $\operatorname{div} u$  im jeweiligen Zellinneren berechnen zu können, bedarf es der Werte von  $u$  auf der Zelloberfläche je nach Integrationsformel ( $u_k$ ). Diese werden im Allgemeinen durch Interpolation aus den zellzentrierten Werten gewonnen.

Die Qualität der Diskretisierung hängt von der speziell gewählten numerischen Integrationsformel und der jeweiligen Interpolationsmethode ab. Häufig ist die Folge von Interpolation ein gewisses „Verschmieren“ starker Änderungen, andererseits können dadurch ggf. numerische Störungen geglättet werden, was wiederum zu einer Stabilisierung des Lösungsalgorithmus führt.

Aus den Messungen am Kaltmodell ging hervor, dass große Geschwindigkeitsgradienten über dem Durchmesser des Modells auftreten. Demzufolge müssen



dort ebenfalls große Druckgradienten vermutet werden. Zur Diskretisierung des Drucks wird für derartige Fälle in FLUENT die PREssure STaggering Option (PRESTO!) vorgeschlagen [26]. Diese beruht auf der versetzten Anordnung des Druckgitters, d. h., das Zentrum einer Druckgitterzelle liegt auf den Eckpunkten der Kontrollvolumen. Damit sind keine Interpolationen zur Berechnung des Druckgradienten notwendig, wodurch dieses Verfahren eine höhere Genauigkeit bei starken Druckgradienten erzielt [69, 75]. In FLUENT besteht jedoch die Einschränkung, dass dieses Verfahren nur in Verbindung mit Hexaedergittern angewendet werden kann [26].

Für die weiteren Größen bietet FLUENT eine Auswahl verschiedener Approximationen an [26]:

- 1<sup>st</sup> order upwind (geringere Genauigkeit, gute Stabilität, überdissipativ),
- 2<sup>nd</sup> order upwind (gute Genauigkeit, gute Stabilität, überdissipativ),
- QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics, Kombination aus klassischer Diskretisierung 2. Ordnung und 2<sup>nd</sup> order upwind, hohe Genauigkeit, geringe Überdissipation).

Aus den Messungen am Kaltmodell ging ebenfalls hervor, dass von einem quasistationären Zustand des Strömungsfeldes je Lastfall ausgegangen werden kann. Berechnungen des Strömungsfeldes als rein stationäre Aufgabenstellung führten zu deutlichen Konvergenzproblemen. Aus diesem Grund wurde das Strömungsfeld instationär betrachtet.

Durch die instationäre Betrachtung des Vorganges erfolgt die rekursive Berechnung eines neuen Zeitschritts aus dem vorhergehenden. Dabei ist i. Allg. das Gleichungssystem, das den Übergang von einem Zeitschritt zum nächsten realisiert, insbesondere für sehr kleine Zeitschritte, wesentlich stabiler als die Lösung des stationären Problems. Dies hat aber einen wesentlich höheren Berechnungsaufwand zur Folge.

## 5 Ergebnisse der numerischen Simulation

Im vorliegenden Kapitel werden die wesentlichen Ergebnisse der durchgeführten Simulationen vorgestellt. Als Hardware kamen Workstation des Typs HP 9000 C200 mit 768 MB Hauptspeicher zum Einsatz. Für größere Gitter konnte auf zwei Maschinen dieses Typs parallel gerechnet werden. Als Strömungssimulationssoftware kam FLUENT in der Version 5.3 zur Anwendung.

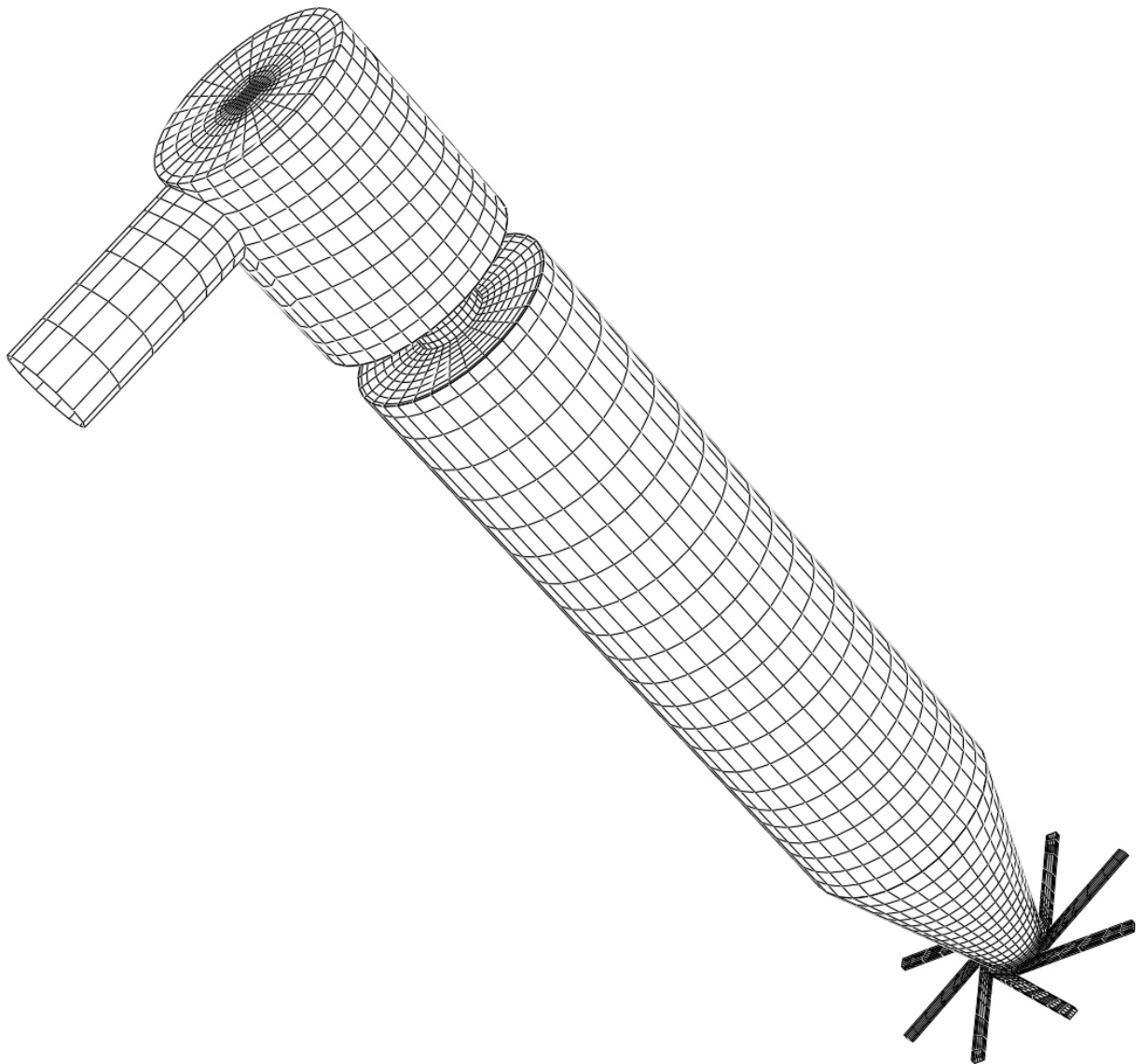


Bild 5-1: Berechnungsgitter

Die Simulationen wurden auf einem Gitter mit Hexaederzellen durchgeführt, die in einem sogenannten „Butterfly“ angeordnet waren, Bild 5-1. Damit konnte das Gitter weitestgehend an die Strömung angepasst werden, damit die Konvergenz der Rechnungen verbessert und gleichzeitig die „numerische Diffusion“ verringert werden. Durch den alleinigen Einsatz von Hexaederzellen ist auch die Bedingung zur Anwendung von PRESTO! erfüllt (siehe Kapitel 4.3). Für die Simulationen waren in Abhängigkeit der Gittergröße Rechenzeiten von einigen Tagen bis zu mehreren Wochen notwendig.

Im Kapitel 5.1 erfolgt die Darstellung der Simulationsergebnisse für eine Primärluftfahrweise mit den dafür geeigneten Randbedingungen. Dabei wird für eine einheitliche Darstellung die bereits in Kapitel 3 eingeführte Bezeichnung der betrachteten Größen verwendet ( $|v|$ ,  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$ ). Anschließend werden die Ergebnisse der Untersuchung verschiedener Einflussgrößen auf das Simulationsergebnis präsentiert. Alle Simulationen basieren auf dem in Kapitel 3.2.1 festgelegten Referenzmassenstrom. Zum Abschluss werden noch einige Simulationsergebnisse für andere Fahrweisen ausgewertet. Aufgrund der vorliegenden Messwerte bezieht sich die Auswertung der Simulationen und die Bewertung der Simulationsergebnisse vorrangig auf den Vergleich der auf den einzelnen Messebenen erzielten Berechnungsergebnisse.

## 5.1 3D Simulation des Referenzfalles

In diesem Kapitel sind die Simulationsergebnisse der Primärluftfahrweise mit dem in Kapitel 3.2.1 festgelegten Referenzmassenstrom dargestellt. Es wurden dabei die aus den gesamten Untersuchungen hervorgegangenen günstigsten Randbedingungen eingesetzt.

Für diese Simulation kam ein Hexaedergitter mit ca. 100.000 Zellen zum Einsatz. Über der Brennkammerhöhe wurden 70 Zellen nichtlinear angeordnet, über dem Brennkammerdurchmesser erfolgte eine etwa Gleichverteilung der Zellen mit entsprechender Anpassung in Wandnähe. Dadurch lag der Wert für den dimensionslosen Wandabstand  $y^+$  (s. Kapitel 5.2.1) in den überwiegenden Wandbereichen bei ca. 200. Werte deutlich größer als 500 traten nur in kleinen Bereichen an der Brennkammerverjüngung auf. Die Eintrittsöffnungen wurden als rechteckige, tangential zulaufende Kanäle ausgebildet. Dadurch konnte die

Zelldeformation der Hexaederzellen im Eintrittsbereich begrenzt werden. Wie weiter unten gezeigt wird, hat diese Gestaltung des Drallerzeugers kaum Auswirkungen auf das Simulationsergebnis.

Als Einströmbedingung wurde eine Geschwindigkeit normal zur Eintrittsfläche und als Ausströmbedingung eine Druckverteilung vorgegeben. Mit der Vorgabe der Geschwindigkeit am Eintritt kann der Massenstrom auf einfache Art und Weise genau festgelegt werden. An den Wänden wurde eine Hafttrandbedingung in Verbindung mit dem logarithmischen Wandgesetz definiert. Zur Turbulenzmodellierung wurde ein Reynoldsspannungsmodell eingesetzt (siehe auch Kapitel 5.2.2). Als Diskretisierungsschemata für die Reynoldsspannungen, die Impulsgleichungen und die Dissipation kam QUICK, für die Druckapproximation PRESTO! und für die Druckkorrektur SIMPLE zur Anwendung.

Bei ersten, in Form von Tastversuchen durchgeführten Simulationen als rein stationäres Problem musste eine Abhängigkeit der Lösung von der Rechendauer und ein unzureichendes Konvergenzverhalten festgestellt werden. So konnte z. B. am Konusboden die Ausbildung eines Strömungsprofils beobachtet werden, das trotz stationärer Simulationsweise während des Iterationsprozesses rotierte.

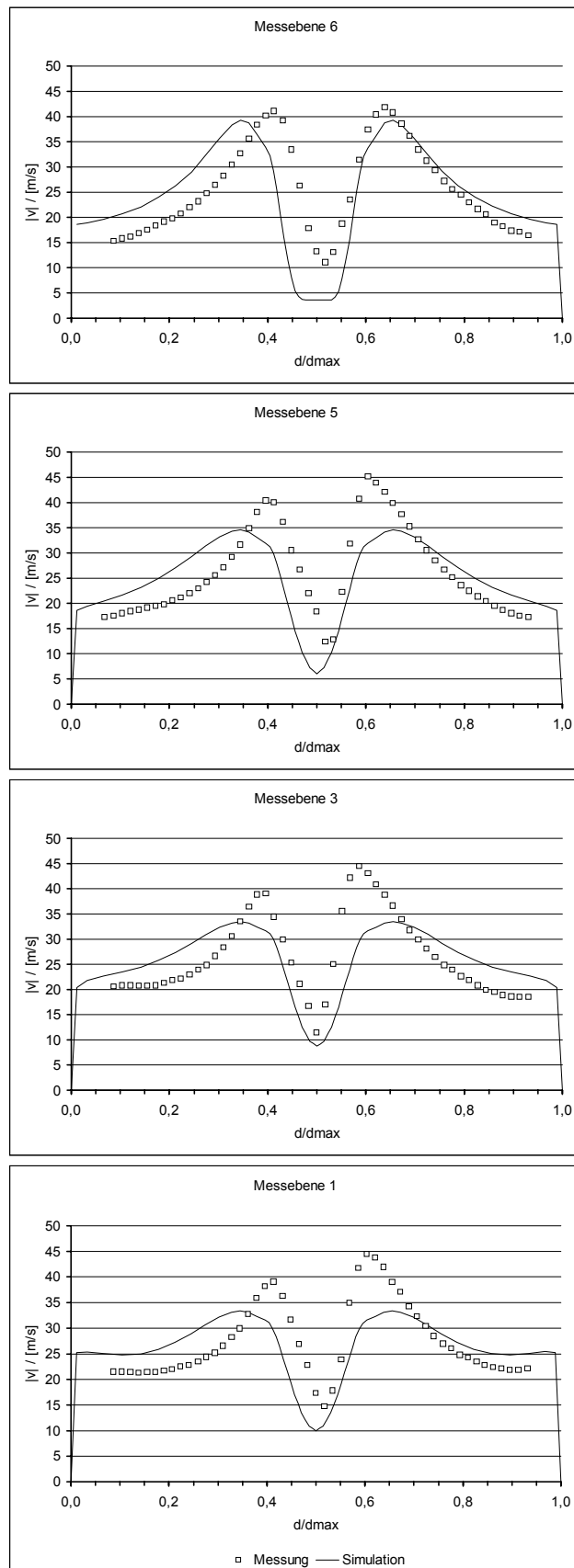
Durch instationäre Rechnungen mit kleinen Zeitschrittweiten konnte das Konvergenzverhalten deutlich verbessert werden. Die o. g. Effekte verschwanden dadurch vollständig. Die Untersuchung des zeitlichen Verhaltens der Simulation ergab, dass ausgehend von einer geeigneten Startlösung nach ungefähr 0,8 s die Rechnungen konvergierten. Ausgehend vom Ruhezustand ist dafür etwa eine doppelt so große Zeitspanne erforderlich. Für die meisten Simulationen wurde eine Startnäherung verwendet und eine Realzeit von ca. 1 s gerechnet. Die Zeitschrittweite dabei betrug  $10^{-3}$  s. Aufgrund des eingesetzten Turbulenzmodells und der Diskretisierungsschemata höherer Ordnung waren mit der vorhandenen Hardware dafür Rechenzeiten von ca. zwei Wochen notwendig.

Die Simulation der Primärluftfahrweise mit den o. g. Randbedingungen ergab ein dreidimensionales, rotationssymmetrisches, stark verdralltes Strömungsfeld. Die Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  ist dominierend, und bei  $v_x$  sind

unterschiedlich gerichtete Strömungsgebiete zu erkennen. Damit spiegelt die Simulation grundlegend die Messergebnisse am Kaltmodell wieder. In den Bildern 5-2 bis 5-4 werden die Messergebnisse von  $|v|$ ,  $v_x$  und  $v_z$  der Ebenen 1, 3, 5 und 6 mit Simulationsergebnissen verglichen.

Das Profil des Geschwindigkeitsbetrages der Simulation entspricht auf allen Ebenen den gemessenen Profilen. Es ist aber zu erkennen, dass der Geschwindigkeitsbetrag der Simulation im Wandbereich etwas über den gemessenen Werten liegt und im achsnahen Bereich diese nicht erreicht. Wie bei der Messung auch, bleibt  $|v|$  über der Höhe des zylindrischen Brennkammerteils qualitativ konstant, Bild 5-2. Zum Brennkammeraustritt hin nimmt das Geschwindigkeitsmaximum leicht zu, und im Wandbereich ist in dieser Richtung eine leichte Geschwindigkeitsabnahme zu erkennen. Diese Tendenz ist ebenfalls bei den Messungen vorhanden. Kurz unterhalb des Brennkammeraustritts (Ebene 6) ist ein lokal ausgeprägteres Geschwindigkeitsminimum von  $|v|$  in der Nähe der Brennkammerachse als auf den anderen Ebenen zu erkennen. Durch die Simulation wird eine deutliche, nicht verdrallte Rückströmung aus der Nachbrennkammer ermittelt, die so in den Messungen nicht nachgewiesen wurde. Dies geht klar aus der Darstellung von  $v_z$  hervor, Bild 5-4. Dort ist kein linearer Verlauf zwischen den beiden Geschwindigkeitsmaxima auf dieser Ebenen vorhanden. Im Übrigen treffen die Aussagen für  $|v|$  voll und ganz auch auf  $v_z$  zu, da  $v_z$ , wie bereits in den Messungen zu erkennen, das Strömungsfeld dominiert. Die Maxima von  $v_z$  sind im Vergleich zur Messung zu niedrig. Zur Wand hin fallen die Werte, verglichen mit den Messergebnissen, nur leicht ab und liegen dann dort über den gemessenen.

Die Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  aus der Simulation lässt, wie bereits in den Messungen, deutlich unterschiedlich gerichtete Strömungsgebiete erkennen, Bild 5-3. Über der gesamten Höhe des zylindrischen Brennkammerteils bleiben die simulierten Werte ähnlich den Messwerten. Jedoch werden vor allem die Rückströmgeschwindigkeiten auf allen Ebenen nicht erreicht. Das lokale Geschwindigkeitsminimum in der aufwärts gerichteten Kernströmung wird durch die Simulation ebenfalls nicht abgebildet. Trotzdem wird das komplexe axiale Geschwindigkeitsprofil prinzipiell richtig wiedergegeben.

Bild 5-2: Vergleich Simulation Messung (Referenzfall,  $|v|$ )

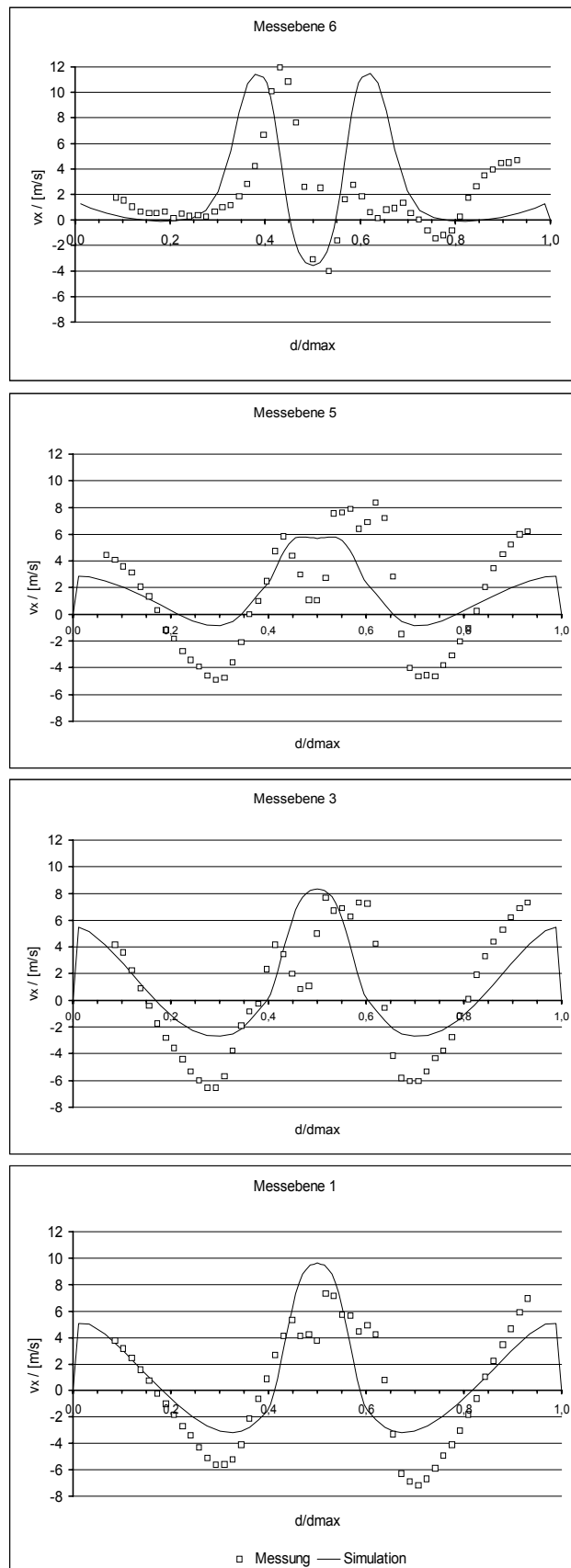
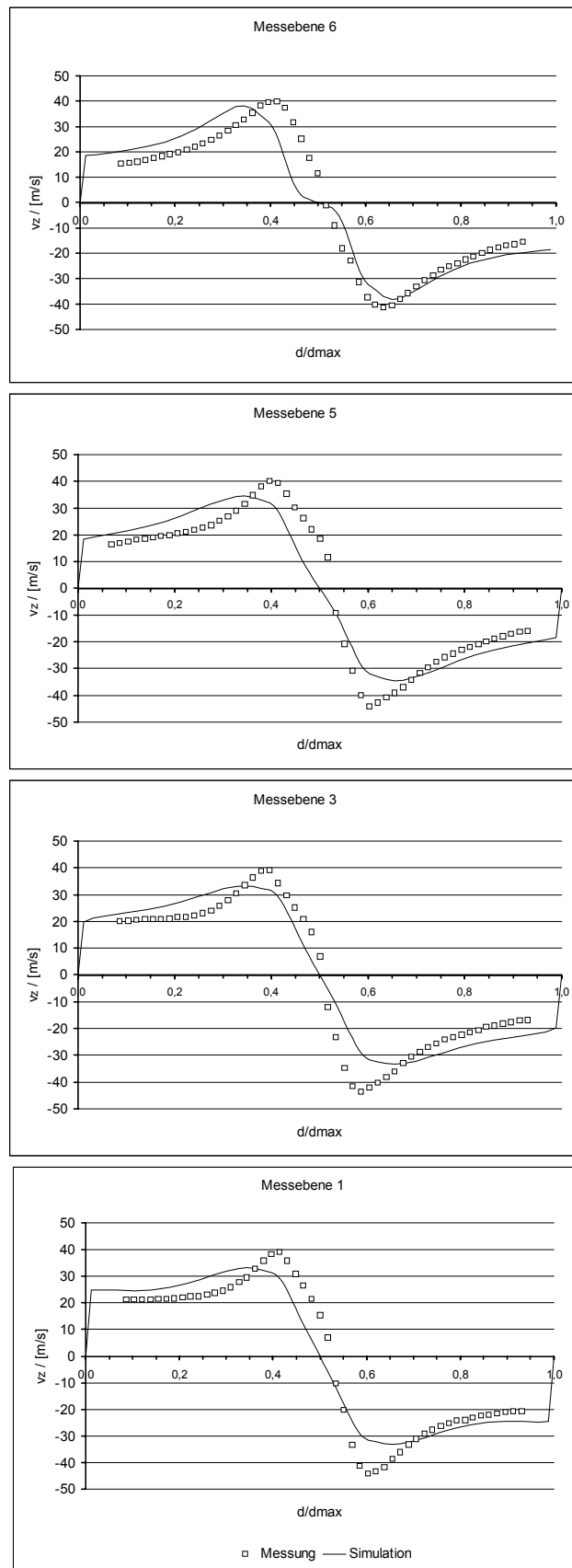


Bild 5-3: Vergleich Simulation Messung (Referenzfall,  $v_x$ )

Bild 5-4: Vergleich Simulation Messung (Referenzfall,  $v_z$ )



Da aufgrund des vorhandenen Messaufbaus nur Messergebnisse auf unterschiedlichen Ebenen aus dem zylindrischen Brennkammerteil vorliegen, können die Simulationsergebnisse in anderen Bereichen des Kaltmodells, wie z. B. im Konus oder in der Nachbrennkammer, nicht verifiziert werden.

Durch FLUENT erfolgt keine direkte Ausgabe der Turbulenzgrade, wie sie die Messsoftware zur Verfügung stellt. Nach [29] kann der Turbulenzgrad  $Tu$  durch

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{|v|} \quad (38)$$

mit  $k$  gemäß Gleichung (29) berechnet werden. Die Ergebnisse sind beispielhaft für zwei Messebenen in Bild 5-5 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Turbulenzgrade der Simulation über denen der Messung liegen, also die Turbulenz im zylindrischen Brennkammerteil zu hoch berechnet wird. Dadurch ist zu vermuten, dass dem System zu viel Energie entzogen wird.

Weiterhin ergibt die Simulation im unteren Teil des Konus sehr hohe Werte für die turbulente kinetische Energie. Da gleichzeitig sehr hohe Dissipationsraten in diesem Bereich berechnet werden, sinken die Werte für  $k$  sehr rasch wieder ab. Die Änderungen im zylindrischen Brennkammerteil sind dagegen gering. Lediglich im Übergang zur Nachbrennkammer steigen beide Größen nochmals kurz an.

Die turbulente Wirbelviskosität [25]

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (39)$$

mit  $C_\mu = 0,09$

liegt fast im gesamten Berechnungsgebiet um drei bis vier Größenordnungen über der eigentlichen Zähigkeit der Luft. Im Zusammenhang mit den hohen Turbulenzgraden im zylindrischen Brennkammerteil ist zu vermuten, dass durch

die hohe turbulente Wirbelviskosität und die hohe Dissipationsrate im Konus übermäßige Reibungsverluste entstehen und dadurch die Geschwindigkeitsgradienten im zylindrischen Brennkammerteil geglättet werden. Diese Dämpfungen wirken sich vorrangig auf die dominierende Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  aus.

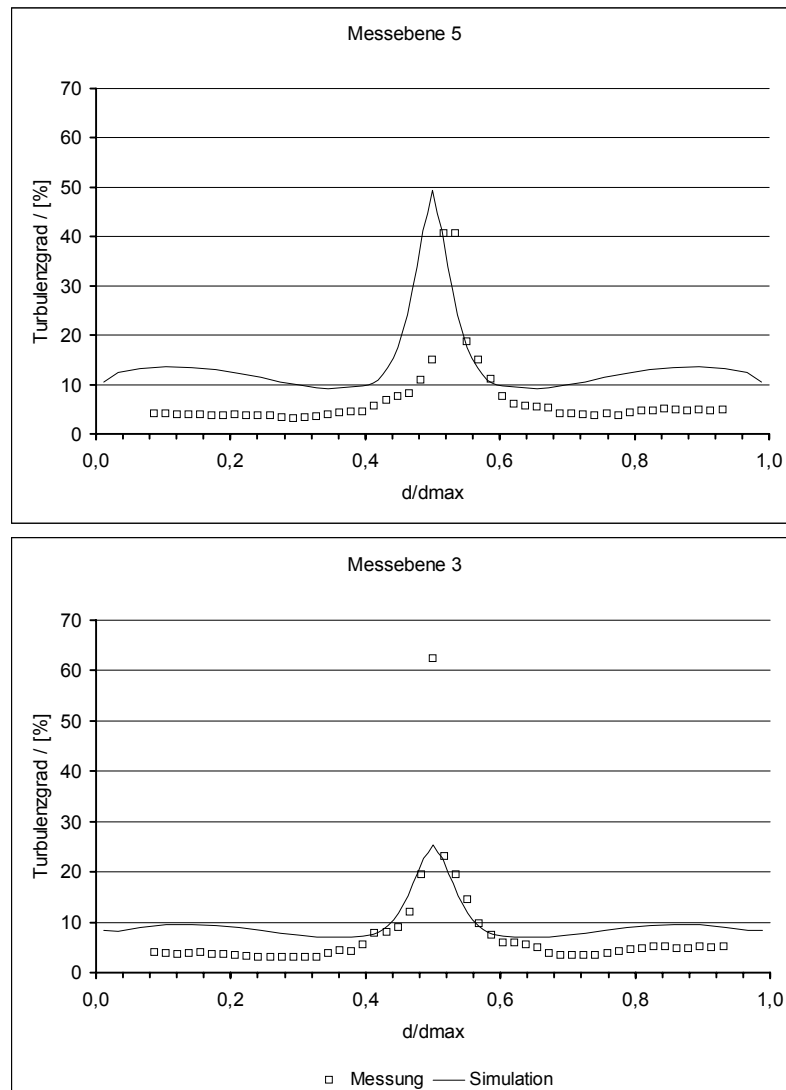


Bild 5-5: Vergleich Turbulenzgrade

Die Maxima werden gedämpft und die Geschwindigkeiten im wandnahen Bereich werden den Geschwindigkeiten in der Brennkammermitte angeglichen. Aus den geringer ausfallenden maximalen Umfangsgeschwindigkeiten resultieren ebenso kleinere Rückströmgeschwindigkeiten. Eine Ursache für diese Ergebnisse können die im Kapitel 4.2 beschriebenen Schließungsbedingungen des eingesetzten Turbulenzmodells sein. Die genannten Sachverhalte können ebenfalls die Ursache dafür sein, dass das im Lichtschnitt festgestellte Umlaufen

des Strömungskernes durch die Simulation nicht wiedergegeben wird und die Ergebnisse rotationssymmetrisch sind.

Aufgrund der Güte der Ergebnisse können nun anhand der Simulation über den zylindrischen Brennkammerteil hinaus Aussagen zum Strömungsverhalten im gesamten Modell getroffen werden. So zeigt sich, dass sich das Rückströmgebiet bis auf den Brennkammerboden erstreckt. An der Konuswand treten Geschwindigkeitsbeträge bis zu 120 m/s auf, wobei die axiale Komponente dort bis zu 80 m/s erreicht. Durch die Querschnittserweiterung des Konus reduzieren sich diese Werte relativ schnell. Ebenso kann ein Rückströmen aus der Nachbrennkammer in den zylindrischen Brennkammerteil beobachtet werden, Bild 5-9.

Das Strömungsverhalten kann in FLUENT durch sogenannte „Path Lines“ dreidimensional veranschaulicht werden. Dabei wird die Bewegung eines masselosen Teilchens in der Strömung verfolgt. Die Darstellung der Flugbahn eines solchen Teilchens ähnelt sehr stark den in Kapitel 2.3 dargestellten Strömungsprofilen, Bild 2-10, Darstellung 2. Damit kann die dort getroffene Vermutung bestätigt werden.

Insgesamt sind die Berechnungsergebnisse als überaus zufriedenstellend zu betrachten. Die Strömung in der Zykloidfeuerung stellt mit ihrem starken Drall hohe Anforderungen an eine numerische Simulation. Dennoch ist es mit der vorliegenden Simulation gelungen, das komplexe isotherme Strömungsfeld in einem Zykloidbrennkammermodell qualitativ zu beschreiben. Jedoch muss einschränkend angemerkt werden, dass es noch quantitative Defizite gibt und das beobachtete instationäre Verhalten des Wirbelkerns durch die Berechnungen nicht abgebildet werden konnte. Dies ist darauf zurückzuführen, dass mit den zur Verfügung stehenden mathematischen Modellen diese Sachverhalte nur begrenzt erfassbar sind. In den nachfolgenden Kapiteln werden die Auswirkungen unterschiedlicher Einflussgrößen auf das Simulationsergebnis dargestellt.

## 5.2 Einflussgrößen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden unterschiedliche Einflussfaktoren auf die Simulation und deren Ergebnis untersucht. Schwerpunktmäßig können die Einflussgrößen in zwei Gruppen unterteilt werden. Zum einen sind da die Modellannahmen für Massen-, Impuls- und Energieerhaltung sowie die Turbulenzmodellierung und die Festlegung von Randbedingungen, siehe Kapitel 4. Die Lösung der gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen kann im Allgemeinen nur als Näherung für den realen Vorgang angesehen werden. Speziell die Terme für thermische, äußere und Kompressibilitätseinflüsse werden vernachlässigt. Untersuchungen dazu sind nicht Gegenstand der Arbeit. Die Einflüsse von Turbulenzmodellierung und Randbedingungen werden in 5.2.2 und 5.2.4 untersucht. In diesem Zusammenhang spielt der dimensionslose Wandabstand ( $y^+$ ) für die Anwendung des logarithmischen Wandgesetzes eine wesentliche Rolle. Aussagen dazu enthält 5.2.1. Zum anderen werden zur Lösung der Modellgleichungen numerische Verfahren angewendet, die wiederum nur eine näherungsweise Lösung ergeben, siehe Kapitel 4. Untersuchungen zu den einzelnen Lösungsalgorithmen enthält 5.2.3.

### 5.2.1 Gitterabhängigkeit

In diesem Kapitel wird der Einfluss des Gitters auf die Simulationsergebnisse betrachtet, da Gittergröße, Gitterstruktur und Art der verwendeten Gitterzellen einen wesentlichen Einfluss hierauf ausüben können [24, 65, 69]. Die Betrachtungen konzentrieren sich hauptsächlich auf die Größe des Gitters, da Hexaederzellen im vorliegenden Fall im Zusammenhang mit PRESTO! notwendig sind, siehe Kapitel 4.3. Als Gitterstruktur kam in allen Fällen ein sogenanntes „Butterflygitter“ zur Anwendung. Die Zellenverteilung war in allen Fällen ähnlich, da sie im Zusammenhang mit der Turbulenzmodellierung und „vernünftigen“ Übergängen Zwängen unterworfen war [26], siehe auch Bild 5-1. Große Sorgfalt war bei der Gittergestaltung im Eintrittsbereich und am Brennkammerboden notwendig, da die dort eingesetzte Struktur maßgeblich für das gesamte Gitter ist und entscheidenden Einfluss auf das Einstromverhalten hat.

Ein wesentliches Kriterium zur Beurteilung der Güte des Gitters in Wandnähe, im Hinblick auf die Anwendung des logarithmischen Wandgesetzes, ist der sogenannte dimensionslose Wandabstand ( $y^+$ ) [26, 73]. Er sollte sich im Bereich von 50 bis 500 bewegen [26]. In allen in den Simulationen eingesetzten Gittern wurde dieses Kriterium eingehalten, mit Ausnahme kleiner Bereiche am Übergang von Brennkammer zur Nachbrennkammer. Eine Verfeinerung im Wandbereich auf Werte von  $y^+$  von 50 bis 100 erbrachte neben einer deutlichen Steigerung des Berechnungsaufwandes keine Vorteile bzw. eine lokale Verfeinerung in dem o. g. Bereich führte zu Konvergenzproblemen.

Prinzipiell sind unterschiedlichste Gitterstrukturen bei der betrachteten Geometrie möglich. Im vorliegenden Anwendungsfall ist es jedoch sinnvoll, die Gitterstruktur an der Hauptströmungsrichtung zu orientieren. Damit kommen unter Berücksichtigung des eingesetzten Gittergenerators „P-Cube“ zwei Gitterstrukturen in Betracht [25]. Die eine Möglichkeit, ein sogenanntes „O-Gitter“, wurde nicht eingesetzt. Aus Sicht des Autors ist der Aufwand zur Erstellung und Variation eines solchen Gitters für die vorliegende Geometrie deutlich höher als in der gewählten Variante des „Butterflygitters“ und es müsste, um totale Zelldeformationen zu vermeiden, ein wichtiger Bereich - die Brennkammerachse - aus den Berechnungen ausgeschlossen werden. Dieser Bereich müsste als zylindrische Wand modelliert werden und ihr Einfluss auf das Strömungsfeld, besonders im Hinblick auf eine Bewegung des Strömungskernes, wäre nur schwer abzuschätzen. Beim eingesetzten „Butterflygitter“ sind allerdings Abstriche bei der Zielstellung, das Gitter an der Hauptströmungsrichtung auszurichten, zu machen. Dies betrifft den achsnahen Bereich. Dort sind die Gitterzellen im Quadrat angeordnet, Bild 5-1.

Zur Auswertung der Gitterabhängigkeit der Simulationsergebnisse kommen, neben dem in Kapitel 5.1 betrachteten Gitter mit 100.000 Zellen, zwei weitere mit 30.000 bzw. 680.000 Zellen zum Einsatz. Sie stellen die sinnvolle Unter- bzw. Obergrenze des in der vorliegenden Arbeit Durchführbaren dar, um entsprechend belastbare Ergebnisse zu erhalten. Bei dem Gitter mit 680.000 Zellen muss allerdings eingeräumt werden, dass die reale Rechenzeit bei nur 0,5 s lag. Trotz einer guten Startlösung war bei einer Parallelisierung von zwei Rechenprozessen ein Aufwand von sieben Wochen erforderlich, da neben dem Aufwand für die ohnehin höhere Zellenanzahl eine deutliche Verkleinerung der Zeitschrittweite notwendig wurde. Die gesetzten Monitoren zeigten kaum noch

Veränderungen, weshalb diese Rechnung dennoch in die Auswertung einbezogen wird.

Die Ergebnisse auf allen Gittern sind qualitativ sehr ähnlich. Alle Ebenen zeigen die aus der Messung bekannten Strömungsprofile. Die Simulationsergebnisse sind in Bild 5-6 beispielhaft für eine Ebene dargestellt. Die ausführliche Darstellung ist im Abbildungsanhang zu finden. Die Unterschiede zwischen den Ergebnissen der beiden größeren Gittern sind bei allen Geschwindigkeitskomponenten sehr gering. Bei  $|v|$  treten diese nur im achsnahen Bereich auf. Der Wert des lokalen Minimums beim größten Gitter ist auf die geringen Beträge dort von  $v_x$  zurückzuführen. Wobei nicht geklärt werden konnte, ob sich dieser Sachverhalt bei längerer Rechenzeit noch korrigiert. Bei  $v_z$  sind bei diesem Gitter in Nähe der Rotationsachse Abweichungen vom bisher bekannten linearen Verlauf zu erkennen. Dies ist möglicherweise ebenfalls auf die kurze Rechenzeit zurückzuführen. Es können dies auch Auswirkungen der quadratischen Gitterstruktur in diesem Gebiet sein, welches zudem aufgrund der verwendeten Zellenanzahl stark verfeinert ist. Durch die, im Gegensatz zu anderen Bereichen, deutliche Abweichung der Gitterstruktur von der Hauptströmungsrichtung kann sich der Einfluss der numerischen Diffusion verstärkt auswirken.

Beim größten Gitter werden  $|v|$  und damit auch  $v_z$  qualitativ richtig, aber etwas zu gering wiedergegeben, wohingegen  $v_x$  kaum Abweichungen von den Ergebnissen der anderen Gitter und teilweise sogar Vorteile zeigt. Damit empfiehlt sich dieses Gitter für Simulationen zur Variation verschiedener Randbedingungen, da der Aufwand gegenüber den vorgestellten größeren Gittern beträchtlich geringer ist, aber die Güte der Ergebnisse, in Bezug auf die Zielstellung, nur unwesentlich nachlässt.

Es kann festgestellt werden, dass in den diskutierten Simulationen keine Gitterabhängigkeit der Ergebnisse vorliegt. Auch beim Vergleich der turbulenten kinetischen Energie, der Dissipationsrate und der turbulenten Wirbelviskosität treten keine nennenswerten Abweichungen zwischen den einzelnen Gittergrößen auf. Da zusätzlich, hier nicht beschriebene, Gittermodifizierungen wie lokale Adaptionen, Veränderung der Zellanordnung etc. mit den gleichen Ergebnissen durchgeführt wurden, kann von einer Gitterunabhängigkeit der Simulationsergebnisse ausgegangen werden.

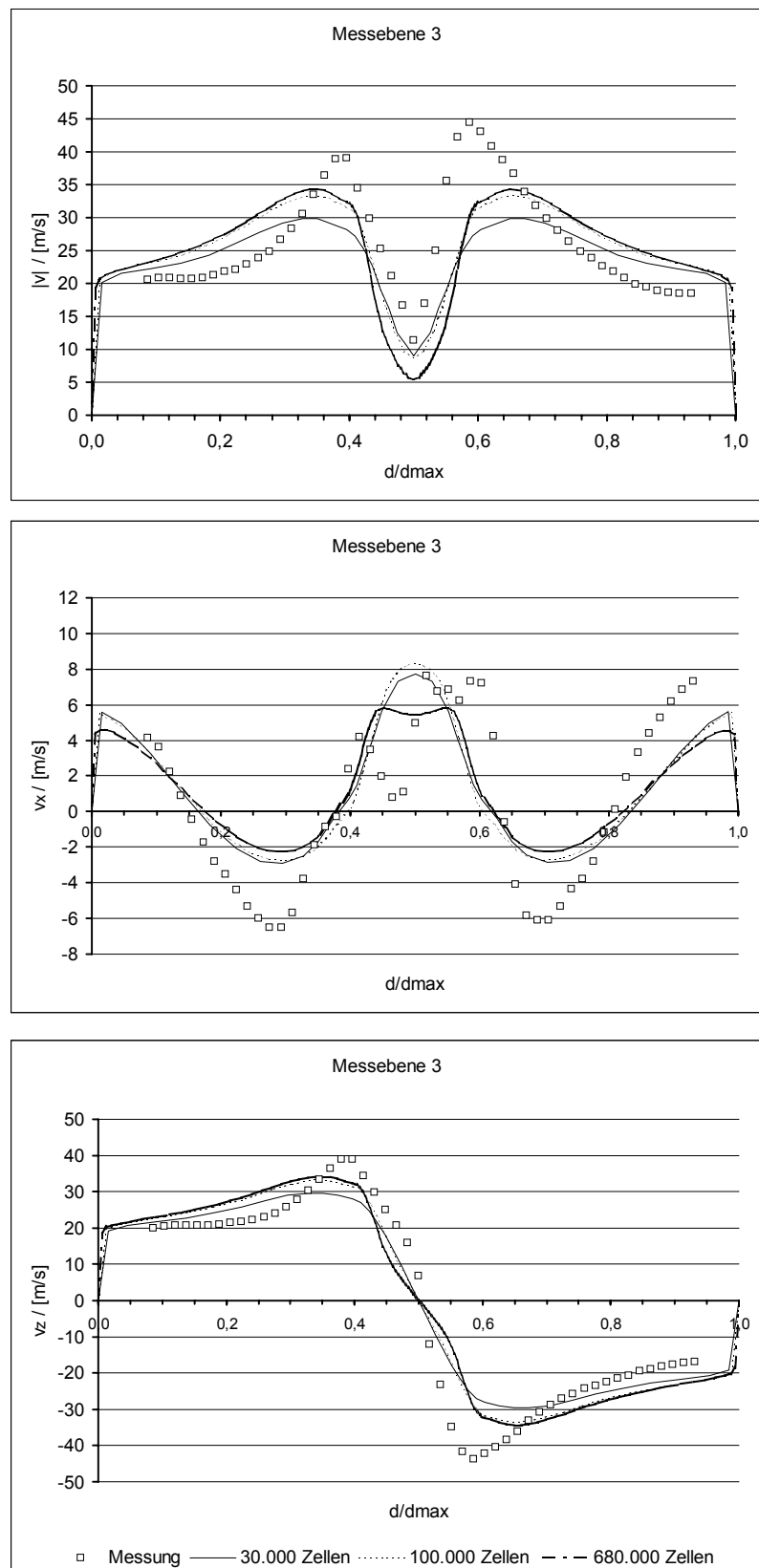


Bild 5-6: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Gittergröße

Für die weiteren Untersuchungen von Einflussgrößen wird daher das Gitter mit 30.000 Zellen verwendet. Mit diesem Gitter können in den folgenden Kapiteln auf effektive Art und Weise weitere Einflussgrößen und deren tendenzielle Auswirkungen untersucht werden.

## 5.2.2 Turbulenzmodell

Die Turbulenzmodellierung spielt eine wesentliche Rolle in den durchgeführten Simulationen. Wie schon in Kapitel 4.2 beschrieben, gibt es eine Vielzahl von Turbulenzmodellen und es ist aus der Literatur bekannt, dass Reynoldsspannungsmodelle zur Berechnung stark verdrallter Strömungen besser geeignet sind als Zweigleichungsmodelle [29, 30, 39]. Dagegen konnte Sengschmied [77] mit einem modifizierten k- $\epsilon$  Modell bessere Ergebnisse für eine Zyklonbrennkammer als mit einem Reynoldsspannungsmodell erzielen. Um zu prüfen, ob der gegenüber Zweigleichungsmodellen deutlich höhere Aufwand beim Einsatz eines Reynoldsspannungsmodells für die Güte der Simulationsergebnisse im vorliegenden Fall zwingend notwendig ist, wurden verschiedene Zweigleichungsmodelle auf ihre Einsatzmöglichkeit hin untersucht.

Zu diesem Zweck wurden das in FLUENT implementierte Standard k- $\epsilon$  Modell und das RNG-k- $\epsilon$  Modell getestet und die Ergebnisse mit denen der Simulationen unter Verwendung des Reynoldsspannungsmodells sowie den Messwerten verglichen. Weiterhin ist eine in FLUENT mögliche Drallmodifikation des RNG-k- $\epsilon$  Modells untersucht worden. Dabei wird die Gleichung für die turbulente Viskosität des RNG-k- $\epsilon$  Modells modifiziert und kann durch den Anwender mittels einer Drallkonstante  $\alpha$  angepasst werden [26].

Grundlage für alle Simulationen war das in Kapitel 5.2.1 beschriebene Gitter mit 30.000 Zellen und die in Kapitel 5.1 genannten Randbedingungen. Einheitliche Startlösung für alle Berechnungen waren die Ergebnisse der in 5.1 beschriebenen Simulation. Es wurde generell eine Realzeit von mehr als einer Sekunde gerechnet, obwohl bei diesen Simulationen schon deutlich früher kaum noch Veränderungen in den Strömungsprofilen zu verzeichnen waren. In Bild 5-7 sind die Ergebnisse der Simulationen mit dem Reynoldsspannungsmodell, dem Standard k- $\epsilon$  Modell und dem RNG-k- $\epsilon$  Modell auf einer Ebene



beispielhaft gegenübergestellt. Eine ausführlichere grafische Darstellung der Ergebnisse befindet sich im Abbildungsanhang.

Aus den Darstellungen in Bild 5-7 ist sofort zu erkennen, dass das Standard k- $\epsilon$  Modell und das RNG-k- $\epsilon$  Modell, im Gegensatz zum Reynoldsspannungsmodell, das gemessene Strömungsprofil im Brennkammermodell nicht wiedergeben können. Anstelle des vorliegenden Profils eines Rankine-Wirbels wird durch beide Zweigleichungsmodelle ein Starrkörperwirbelprofil für  $|v|$  ermittelt. Von der Brennkammerachse steigen die Werte fast linear bis zur Wand hin an und gehen dort erst aufgrund der Wandrandbedingung zurück. Die gleiche Tendenz trifft auch für  $v_z$  zu. Die Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  wird ebenso fehlerhaft wiedergegeben. An der Brennkammerachse wird, entgegen den vorliegenden Messdaten, bis in etwa der Höhe von Ebene 3 ein ausgeprägtes zentrales Rückströmgebiet durch die Zweigleichungsmodelle berechnet. In der übrigen Brennkammer wird eine Aufwärtsbewegung ermittelt. Die Simulationsergebnisse sind, wie schon beim Reynoldsspannungsmodell, rotationssymmetrisch.

Auch die Simulationsergebnisse unter Verwendung des drallmodifizierten RNG-k- $\epsilon$  Modells können nicht überzeugen. Es wurden Simulationen mit unterschiedlichen Drallkonstanten durchgeführt. Standardmäßig beträgt in FLUENT die Konstante  $\alpha = 0,07$  und sollte nach [26] für starken Drall vergrößert werden. Aus den durchgeführten Simulationen werden drei Ergebnisse für die Auswertung ausgewählt. In Bild 5-8 sind die Ergebnisse für  $\alpha = 0,07, 0,09$  und  $0,14$  beispielhaft für eine Ebene dargestellt. Im Abbildungsanhang befindet sich eine ausführlichere Darstellung.

Durch Einsatz des drallmodifizierten RNG-k- $\epsilon$  Modells können die Messergebnisse ebenfalls nicht korrekt wiedergegeben werden. Mit steigender Größe der Konstanten  $\alpha$  ist zumindest in der Brennkammermitte die Tendenz zu erkennen, dass sich die Simulationsergebnisse für  $|v|$  und  $v_z$  den Messwerten annähern. Dieser Tendenz folgt insbesondere  $v_z$ . Bei  $|v|$  ist mit größer werdender Konstanten in Wandnähe eine starke, nicht den Messungen entsprechende Zunahme der Werte zu verzeichnen. Ursache dafür ist das Verhalten von  $v_x$  in Wandnähe. Bei dieser Geschwindigkeitskomponente bilden sich bei zunehmendem  $\alpha$  mehrere unterschiedlich gerichtete Strömungsgebiete aus.

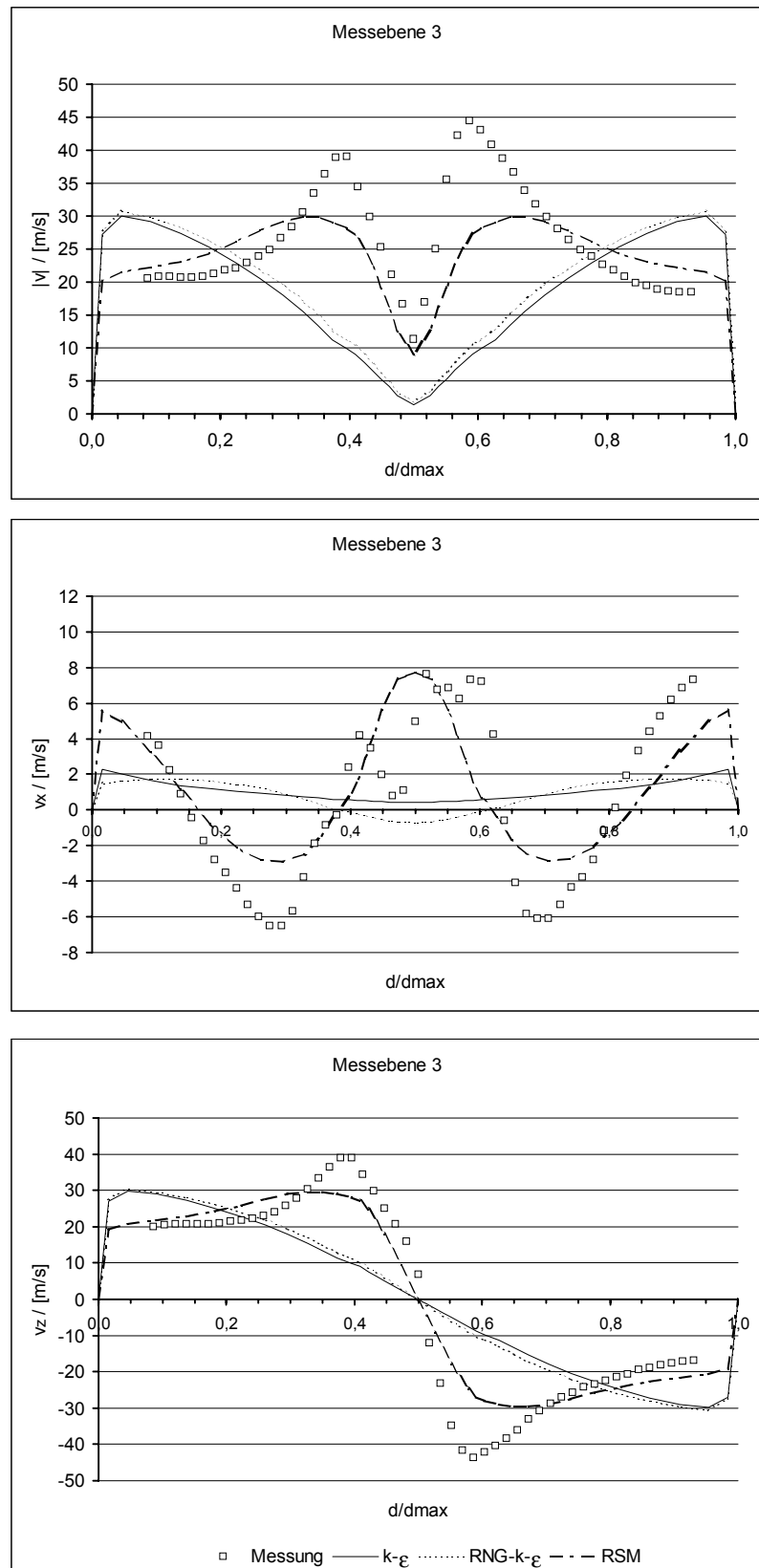


Bild 5-7:

Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Turbulenzmodells

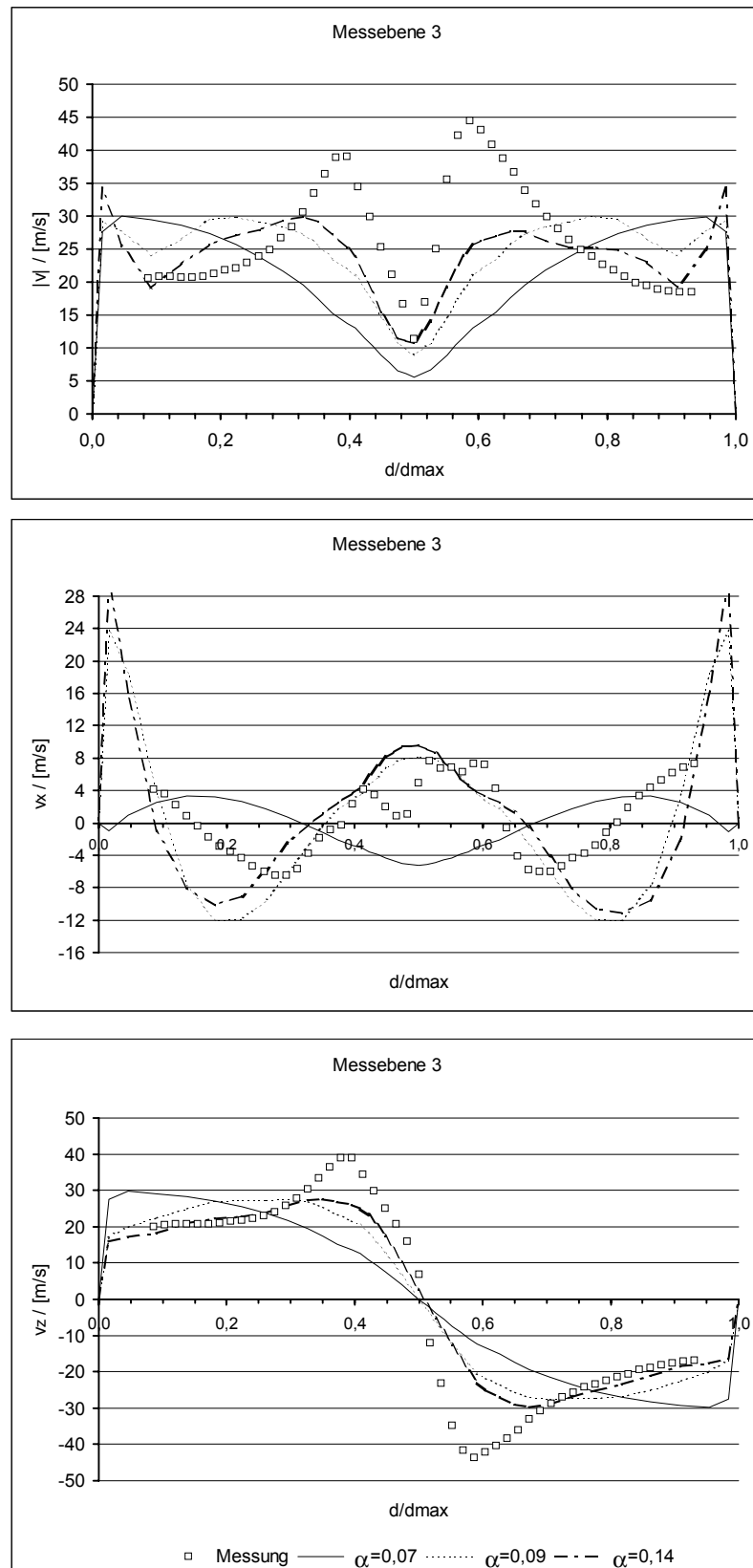


Bild 5-8: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Drallfaktors

Allerdings weichen die Geschwindigkeitswerte dabei immer mehr von den Messwerten ab. So werden viel zu große Rückströmgeschwindigkeiten und eine enorme Aufwärtsbewegung an der Brennkammerwand berechnet. Darüber hinaus befinden sich die Rückströmgebiete deutlich näher an der Wand als aus den Messungen hervorgeht.

In Bild 5-9 sind zur besseren Veranschaulichung der Unterschiede der durchgeführten Simulationen die Konturen von  $v_x$  in einem vertikalen Schnitt dargestellt. Die Rückströmgebiete sind dabei weiß gekennzeichnet. Deutlich sind die fälschlicherweise berechneten zentralen Rückströmgebiete bei den eingesetzten Zweigleichungsmodellen zu sehen. Beim drallmodifizierten RNG-k- $\epsilon$  Modell wird durch eine Erhöhung der Drallkonstanten eine aufwärts gerichtete Kernströmung berechnet, aber die Beträge von  $v_x$  weichen mit größer werdender Drallkonstanten deutlich von den Messwerten ab. Besonders im Wandbereich treten extreme Aufwärtsgeschwindigkeiten auf.

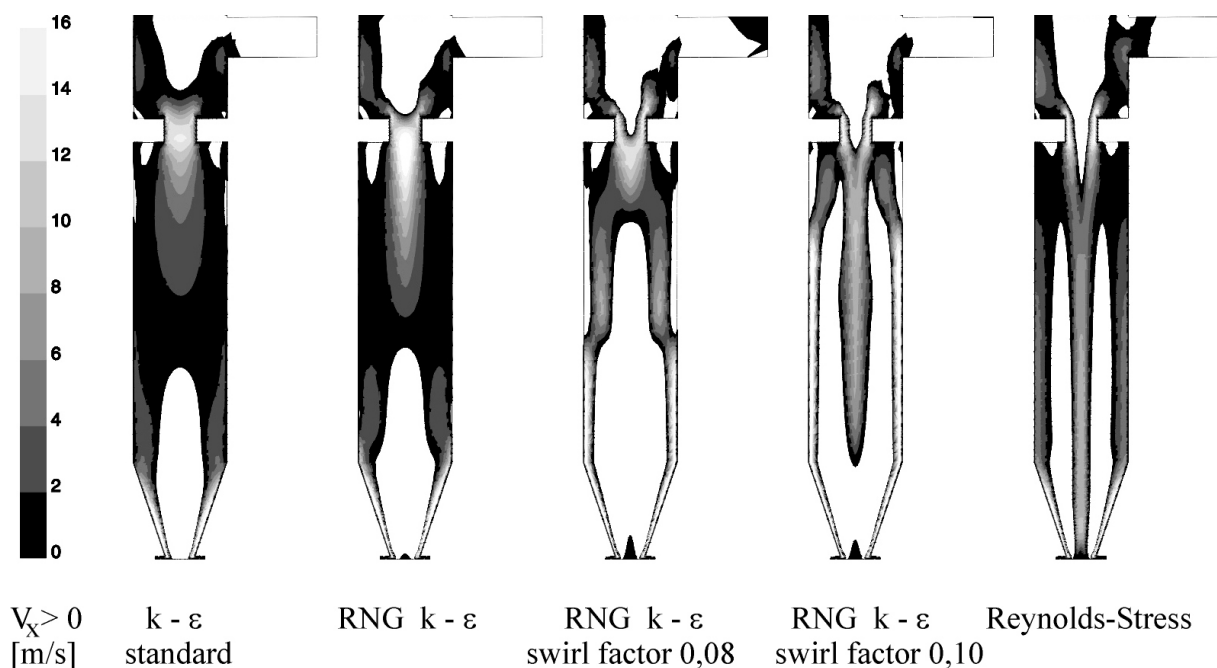


Bild 5-9: Konturen von  $v_x$

Das Umschlagen des Strömungsprofils von zentraler Rückströmung zu zentraler Aufwärtsbewegung vollzieht sich im Bereich  $0,08 < \alpha < 0,1$ . Aus diesem Grund sind, im Gegensatz zur Darstellung der Simulationsergebnisse in den Diagrammen von Bild 5-8, in Bild 5-9 die Konturen von  $\alpha = 0,08$  und  $\alpha = 0,1$  abgebildet. Es konnte keine geeignete Drallkonstante in den Untersuchungen

ermittelt werden, die eine hinreichend genaue Berechnung des gemessenen Strömungsprofils ermöglicht. Somit muss festgestellt werden, dass das drallmodifizierte RNG-k- $\epsilon$  Modell für den vorliegenden Anwendungsfall ebenfalls nicht geeignet ist.

Die untersuchten Zweigleichungsmodelle sind nicht in der Lage, die Strömung im Brennkammermodell richtig wiederzugeben. Der Einsatz des Reynoldsspannungsmodells ist damit zwingend notwendig und der damit verbundene hohe Berechnungsaufwand somit gerechtfertigt.

### 5.2.3 Diskretisierung

Wie schon in Kapitel 4.3 beschrieben, haben die in FLUENT verfügbaren Diskretisierungsschemata unterschiedlichen Einfluss auf die Berechnungen. Sie können stabilisierend auf den Berechnungsgang wirken, aber auch Oszillation oder „Verschmierungen“ in der Lösung hervorrufen. In diesem Kapitel werden die unterschiedlichen Diskretisierungsschemata und ihre Auswirkungen auf das Simulationsergebnis betrachtet. Dazu wurden zum einen auf die Transportterme und zum anderen auf die Druckapproximation separat verschiedene Verfahren angewandt.

Für den ersten Fall kommen für die Transportterme die folgenden Diskretisierungsschemata zur Anwendung [26]:

- 1<sup>st</sup> order upwind,
- 2<sup>nd</sup> order upwind und
- QUICK.

Für die Druckapproximation wird dabei einheitlich PRESTO! eingesetzt.

Für den zweiten Fall kommen, bei einheitlicher Anwendung von QUICK für die Transportterme, zur Druckapproximation die Verfahren [26]:

- Interpolation erster Ordnung,
- Interpolation zweiter Ordnung und
- PRESTO!

zum Einsatz.

Die Simulationsergebnisse bei Einsatz unterschiedlicher Diskretisierungsschemata für die Transportterme sind in Bild 5-10 beispielhaft für eine Ebene dargestellt. Im Abbildungsanhang befinden sich die Darstellungen weiterer Ebenen. Bild 5-10 ist zu entnehmen, dass die Anwendung des „1<sup>st</sup> order upwind Verfahrens“ auf die Transportterme, trotz geeignetem Gitter und Turbulenzmodell (siehe Kapitel 5.2.1 und 5.2.2), zu einer erheblichen Abweichung der Simulationsergebnisse von den Strömungsverhältnissen im Brennkammermodell führt. Die Geschwindigkeitsprofile von  $|v|$  und  $v_z$  entsprechen in keiner Weise den Messergebnissen und die Werte sind deutlich zu klein. Bei  $v_x$  wird fälschlich ein zentrales Rückströmgebiet berechnet. Es kann vermutet werden, dass durch die hohe Überdissipation des Verfahrens im Zusammenhang mit der geringen Genauigkeit auf dem vorliegenden recht groben Gitter dieses unzureichende Ergebnis verursacht wird.

Dagegen führt der Einsatz von Diskretisierungsschemata höherer Ordnung für die Transportterme zu einer erheblich genaueren Wiedergabe der Messwerte. Der Unterschied zwischen beiden Verfahren ist sehr gering. Bei  $v_x$  sind die Simulationsergebnisse fast identisch. Nur bei  $v_z$  und damit auch bei  $|v|$  können mit QUICK leichte Vorteile gegenüber dem „2<sup>nd</sup> order upwind Verfahren“ erzielt werden. Die Geschwindigkeitsmaxima in der Nähe der Brennkammerachse werden durch den Einsatz von QUICK etwas genauer berechnet. Als Ergebnis dieser Untersuchungen kann festgehalten werden, dass für den vorliegenden Anwendungsfall der Einsatz von Diskretisierungsschemata höherer Ordnung unerlässlich ist. Aufgrund der etwas besseren Resultate wird QUICK als das geeignetere Verfahren für die Transportterme eingeschätzt.

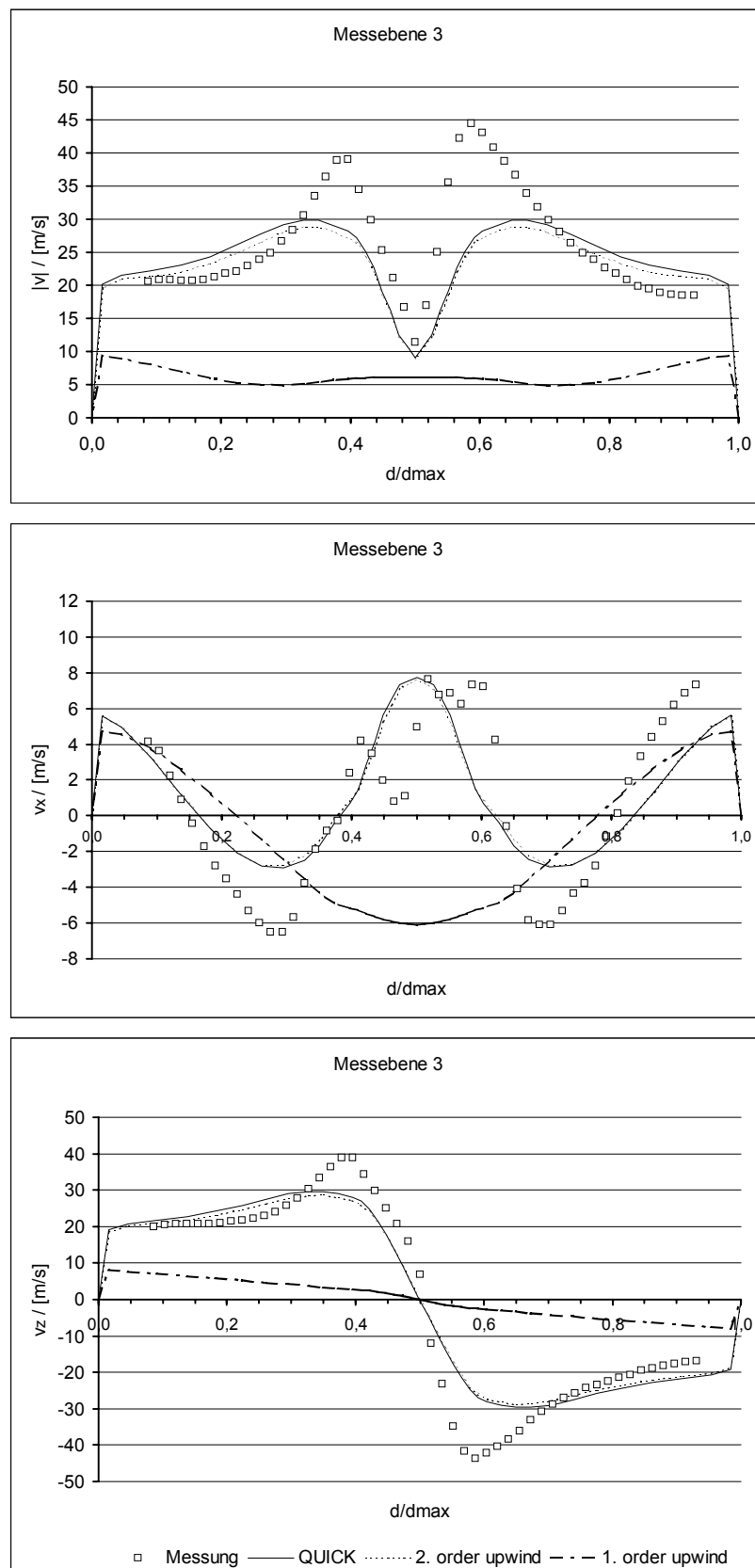


Bild 5-10: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung der Transportterme

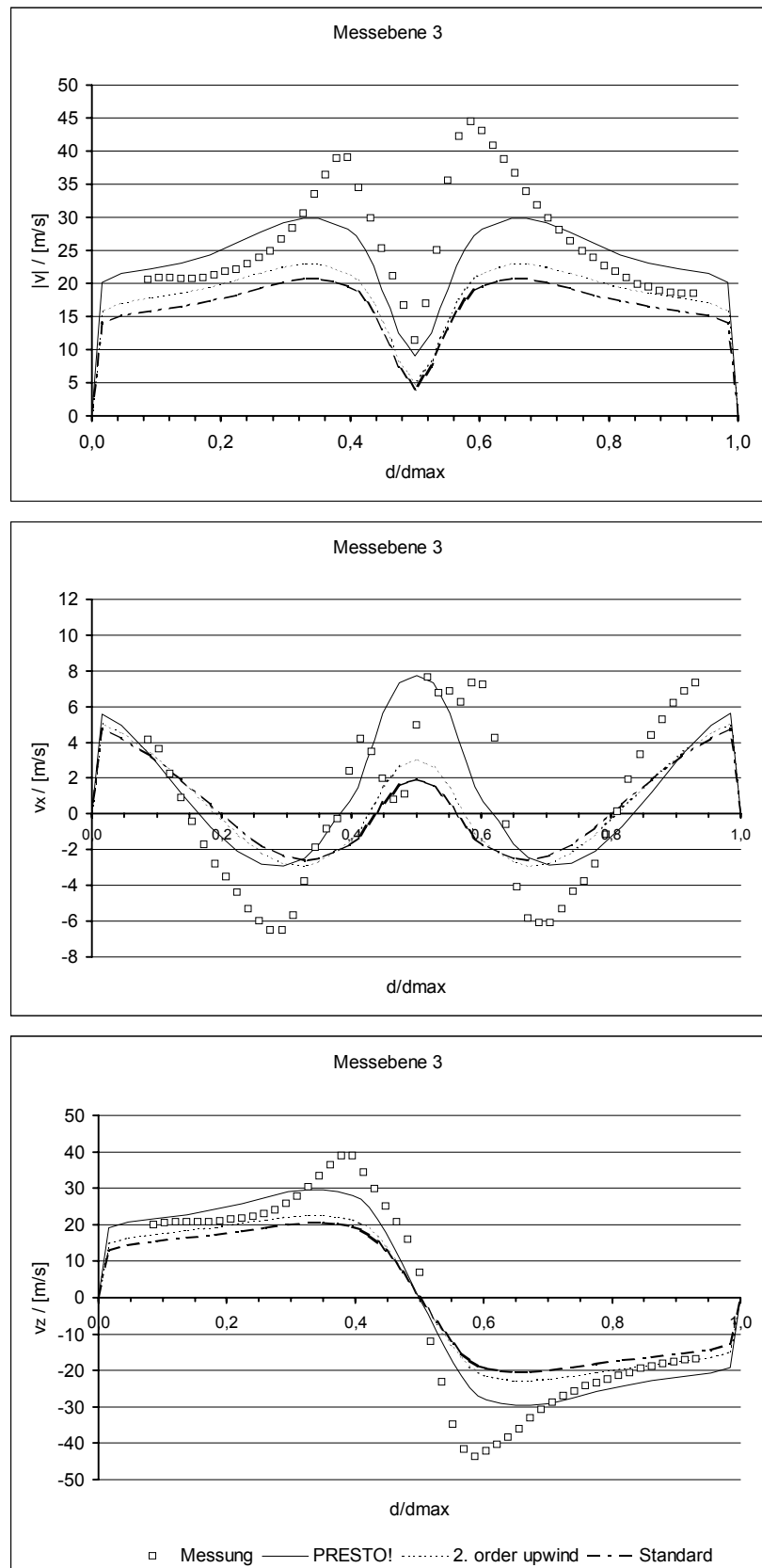


Bild 5-11: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung des Drucks



Die Ergebnisse beim Einsatz unterschiedlicher Diskretisierungsschemata für den Druck fallen eindeutig aus, Bild 5-11. Mit allen eingesetzten Verfahren ist eine Abbildung der Strömungsverhältnisse prinzipiell möglich, wobei hervorzuheben ist, dass beim Einsatz von PRESTO! die Beträge der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten deutlich besser berechnet werden als bei den anderen Verfahren. Bei der Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  wird durch PRESTO! zusätzlich die Lage des Rückströmgebietes genauer ermittelt als durch die Verfahren erster und zweiter Ordnung. Diese ermitteln weiterhin eine überproportionale Abnahme der Rückströmgeschwindigkeiten über der Höhe der Brennkammer, was aus den Messungen nicht hervorgeht.

Das Ergebnis dieser Betrachtungen ist eindeutig. Für die Berechnung der vorliegenden stark verdrallten Strömung ist der Einsatz von Diskretisierungsschemata höherer Ordnung unumgänglich. Von den in FLUENT implementierten Verfahren erwies sich QUICK für die Transportterme in Kombination mit PRESTO! für die Druckapproximation als beste Herangehensweise.

## 5.2.4 Randbedingungen

Nachdem der Einfluss von Berechnungsgitter, Turbulenzmodell und Diskretisierungsschema auf das Simulationsergebnis untersucht worden ist, erfolgt nun die Betrachtung der Auswirkungen der vierten unter 5.2 genannten Einflussgröße, der Randbedingungen. Im Weiteren werden in diesem Kontext betrachtet:

- Gestaltung des Drallerzeugers,
- Ein- und Ausströmbedingungen,
- Wandgestaltung und
- Einfluss eventueller Kompressibilität.

Dabei bildet in allen Simulationen der Referenzmassenstrom die Bezugsbasis.

Der Schwerpunkt bei der Betrachtung verschiedener Randbedingungen liegt auf der Gestaltung des Drallerzeugers. Dabei wurden hauptsächlich zwei Varianten betrachtet. Zum einen ist der Drallerzeuger originalgetreu nachgebildet worden, siehe auch Bild 3-3. Nachteilig ist hierbei, dass aufgrund der verwendeten Gitterart im Übergang von Drallerzeuger zu Brennkammerkonus stark deformierte Zellen auftreten und nicht vermieden werden können. Dies kann als kritisch eingeschätzt werden, da dieser Bereich entscheidend für die Einstrombedingungen in die Brennkammer ist.

Aus diesem Grund wurde zum anderen der Drallerzeuger als tangential zulaufende Kanäle ausgebildet, wodurch die Zelldeformation deutlich abnahm, Bild 5-1. Dabei blieben die geometrischen Eckdaten wie Einstromwinkel und Einstromfläche in den Konus konstant. Somit ist auch die Drallzahl bei beiden Drallerzeugern nach Gleichung (6) vergleichbar. Die Einstrombedingung in das Berechnungsgitter ist bei diesen Simulationen gleich. Es wurde eine, über den erforderlichen Massenstrom ermittelte, Geschwindigkeit am Drallerzeugereintritt vorgegeben.

In Bild 5-12 sind die Ergebnisse zweier Simulationen beispielhaft für eine Ebene dargestellt. Dabei stellt Variante 1 die Simulationsergebnisse mit den tangential zulaufenden Kanälen dar. Diese Variante entspricht den schon in Kapitel 5.1 vorgestellten Ergebnissen. Variante 3 entspricht den Ergebnissen mit original nachgebildetem Drallerzeuger. Bei  $|v|$  und  $v_z$  der Variante 3 ist zu erkennen, dass die Geschwindigkeitsprofile auf einem niederen Niveau gegenüber Variante 1 liegen, qualitativ aber unverändert bleiben. Dadurch liegen die Ergebnisse im Wandbereich näher an den Messwerten, weichen aber in Achsnähe um so stärker davon ab. Bei  $v_x$  werden in Wandnähe etwas geringere Aufwärtsgeschwindigkeiten berechnet, auch die Rückströmgeschwindigkeiten sind geringer. Die Aufwärtsgeschwindigkeiten im Strömungskern fallen dagegen größer aus.

Bei Variante 3 treten gegenüber Variante 1, trotz gleichem Eintrittsmassenstrom, deutlich geringere Geschwindigkeiten am Konusboden infolge der Drallerzeugergeometrie auf. Da die Geschwindigkeiten aber über der Höhe des Konus bei beiden Varianten in gleicher Weise absinken, bleibt eine Geschwindigkeitsdifferenz auch im zylindrischen Brennkammerteil erhalten. Die Ergebnisse der Variante 1 sind, obwohl leichte Abweichungen des

Berechnungsgitters von der Geometrie auftreten, denen der Variante 3 vorzuziehen. Die Rückströmgeschwindigkeiten bei  $v_x$  werden besser berechnet, ebenso die Aufwärtsgeschwindigkeiten im Kern. Das Maximum von  $v_z$  liegt näher an den Messwerten, wenn auch die Geschwindigkeiten im Wandbereich etwas zu hoch ausfallen.

Weiterhin wurde der Drallerzeuger dahingehend modifiziert, dass, aufbauend auf der Variante mit tangential zulaufenden Kanälen, die Eintrittsfläche in den Konus reduziert wurde. Damit soll die Wandstärke der Leitbleche berücksichtigt werden, was bisher nicht erfolgte. Gleichzeitig sollte so der Effekt der erhöhten Eintrittsgeschwindigkeiten und damit vermutlich auch der höheren Geschwindigkeiten im zylindrischen Brennkammerteil verstärkt werden. Die Eintrittsfläche wurde in mehreren Simulationen schrittweise reduziert. Um die Auswirkungen klar darzustellen, erfolgt die Darstellung der Ergebnisse, denen eine Reduzierung der Eintrittsfläche um ca. 30 % zugrunde liegt, Variante 2 in Bild 5-12.

In dieser Simulation sind, bei gleichbleibendem Massenstrom, die Eintrittsgeschwindigkeiten in den Konus tatsächlich nochmals deutlich gestiegen. In Bild 5-12 ist zu erkennen, dass dadurch das Maximum von  $|v|$  und  $v_z$  gegenüber Variante 1 ansteigt. Allerdings ist auch eine Geschwindigkeitszunahme im Wandbereich zu beobachten. Bei  $v_x$  hat ein leichtes Ansteigen der Geschwindigkeiten im Wandbereich und kaum veränderten Rückströmgeschwindigkeiten die Verlangsamung der aufwärts gerichteten Kernströmung zur Folge.

Es kann festgestellt werden, dass eine Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeiten im unteren Konusbereich von der Eintrittsgeometrie, speziell der Eintrittsfläche in den Konus, besteht. Eine Verkleinerung dieser hat höhere Einstömgeschwindigkeiten in den Konus zur Folge und damit höhere Geschwindigkeiten im Konus. Trotz Absinkens der Strömungsgeschwindigkeiten aufgrund der Querschnittszunahme über der Höhe des Konus bewirkt dies höhere Tangentialgeschwindigkeiten im zylindrischen Brennkammerteil, sowohl an der Brennkammerwand als auch im mittleren Bereich. Damit führt eine Änderung der Einstömgeschwindigkeiten in den Konus zu einer annähernd proportionalen Änderung der Tangentialgeschwindigkeiten im zylindrischen Brennkammerteil. Die

Auswirkungen auf die axialen Geschwindigkeiten sind damit verglichen eher gering.

Ergänzend zu den Untersuchungen der Drallerzeugergeometrie wurden die Auswirkungen verschiedener Ein- und Ausströmbedingungen in das Berechnungsgebiet betrachtet. Dabei sind als Einströmbedingung Geschwindigkeiten, Massenstrom oder Druck und als Ausströmbedingung Druck oder Massenstrom vorgegeben worden. Die Variation und Kombination der verschiedenen Randbedingungen zeigte keinen nennenswerten Einfluss auf die Simulationsergebnisse. Da die Vorgabe des Drucks an Ein- und Austritt, obwohl den realen Bedingungen am nächsten, zu Schwierigkeiten bei der Einstellung des gewünschten Massenstromes führte, wurde vorwiegend eine Geschwindigkeit am Eintritt und der Druck am Austritt vorgegeben. Diese Randbedingungen konnten auch bei der Stabilität und dem Konvergenzverhalten der Simulationen überzeugen.

Um auszuschließen, dass die in 5.1 beschriebenen zu hoch berechneten Turbulenzwerte ihre Ursache in den Einströmbedingungen haben, sind die Werte für den Turbulenzgrad am Eintritt in einem weiten Bereich variiert worden. Auch hier zeigten sich keine nennenswerten Auswirkungen auf die Simulationsergebnisse im überwiegenden Teil der Brennkammer. Ursache hierfür ist wahrscheinlich, dass die größte Turbulenz beim Eintritt der Strömung vom Drallerzeuger in den Konus produziert wird.

In den bisher dargestellten Simulationen sind  $v_z$  und damit  $|v|$  im Wandbereich zu hoch berechnet worden. Es ist naheliegend, die Ursache hierfür in den Wandrandbedingungen zu vermuten. Die Gitterfeinheit im Wandbereich ist ausreichend (siehe 5.2.1). Hingegen wurde die Wand bisher idealisiert ohne Rauigkeit angenommen. Deshalb sind in mehreren Simulationen unterschiedliche Wandrauigkeiten vorgegeben worden. Aber schon die Annahme einer geringen Wandrauigkeit führte in den Berechnungen zu deutlich niedrigeren Tangentialgeschwindigkeiten, sowohl im Wandbereich als auch im mittleren Teil der Brennkammer. Dies hatte Auswirkungen auf die axialen Geschwindigkeitskomponenten, die ebenfalls zu gering berechnet wurden. Besonders deutlich zeigt sich dies in den Rückströmgebieten. Diese Bereiche fielen kleiner aus als in Simulationen ohne Wandrauigkeit.

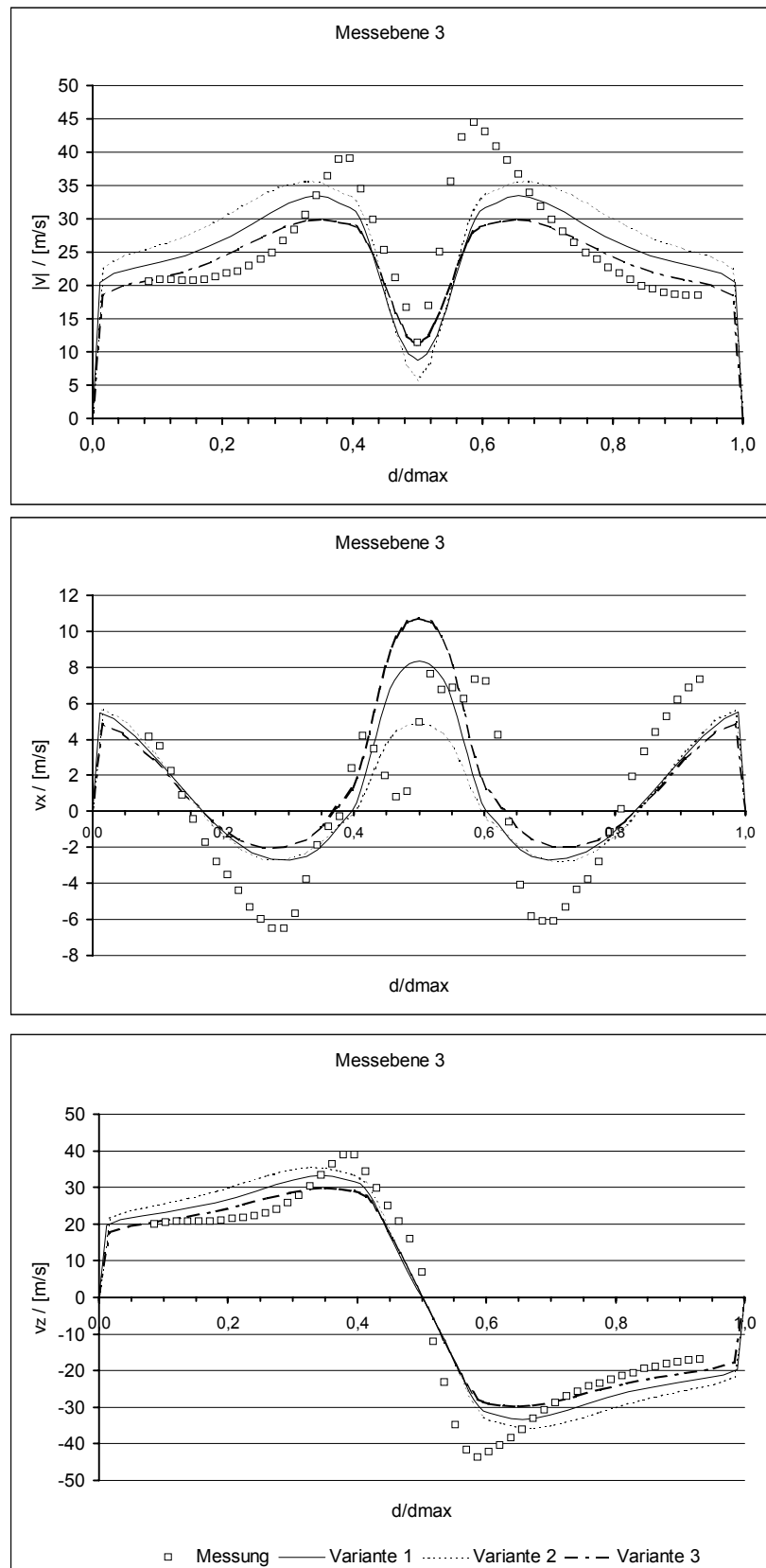


Bild 5-12: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Drallerzeugers

Da die Verwendung von Wandrauigkeiten zu einer Verschlechterung der Simulationsergebnisse führte, ist im Weiteren davon Abstand genommen worden. Auf eine Darstellung der Ergebnisse wird verzichtet.

Abschließend ist der Einfluss eventueller Kompressibilität untersucht worden. Aufgrund des Saugbetriebes des Brennkammermodells und der hohen Tangentialgeschwindigkeiten treten Unterdrücke auf, die Dichte und damit auch Viskosität des Arbeitsmediums beeinflussen. Weiterhin sind in den Simulationen im unteren Konusbereich Geschwindigkeiten von teilweise über 130 m/s berechnet worden. Aus den genannten Gründen können Kompressibilitätseinflüsse nicht vollständig ausgeschlossen werden. Um diese zu überprüfen, sind Simulationen durchgeführt worden, bei denen als Arbeitsmedium ideales Gas zum Einsatz kam [26]. Aber auch diese Ergebnisse zeigten keine nennenswerten Abweichungen von vergleichbaren inkompressiblen Rechnungen. Aus diesem Grund wird auf eine Darstellung der Simulationsergebnisse verzichtet.

Damit sind die Auswirkungen einer Reihe wesentlicher Einflussfaktoren auf die dreidimensionale Simulation der Strömung in einem Zykloïdbrennkammermodell untersucht worden. Es wurden dadurch die Bedingungen für zufriedenstellende Ergebnisse eingegrenzt. Mit diesen Betrachtungen sollen die Untersuchungen der Einflüsse auf die dreidimensionale Simulation abgeschlossen werden. Im nachfolgenden Kapitel wird die Möglichkeit der Simulation der Zykloïdbrennkammerströmung unter Verwendung von Rotationssymmetrie untersucht.

### **5.3 Simulationen unter Verwendung von Rotationssymmetrie**

Durch die dreidimensionale Simulation wurden die gemessenen Strömungsprofile qualitativ gut wiedergegeben. Allerdings zeigen die Ergebnisse in großen Bereichen der Brennkammer ein generell rotationssymmetrisches Verhalten der Strömung. Da somit eine Abbildung der aus den Messungen bekannten instationären Vorgänge mit der dreidimensionalen Simulation und den untersuchten Randbedingungen nicht

möglich ist, soll zur Reduzierung der beträchtlichen Rechenzeiten die Rotationssymmetrie vorausgesetzt und damit die Möglichkeit einer quasi zweidimensionalen Berechnung des Strömungsfeldes untersucht werden.

Das Berechnungsgitter ist generell am 3D Gitter angelehnt und entspricht einem vertikalen Schnitt durch das Brennkammermodell. Es kamen wiederum nur Hexaederzellen zum Einsatz. Die dabei verwendete Zellenanzahl betrug ca. 18.000, was einem dreidimensionalen Gitter von mindestens 1 Mio. Zellen entspricht. Auf jeder dieser zweidimensionalen Zellen wird ein dreidimensionaler Geschwindigkeitsvektor erklärt. Durch die zweidimensionale Betrachtung reduziert sich das zu lösende Gleichungssystem. Eine dreidimensionale Simulation in diesem Ausmaß wäre in der vorliegenden Arbeit nicht möglich gewesen. Durch die zweidimensionale Simulation erfolgt eine Halbierung des Berechnungsaufwandes im Vergleich zum kleinsten 3D Gitter.

Die Randbedingungen entsprechen denen des 3D Gitters (siehe 5.1): an der Wand eine Haftrandbedingung in Verbindung mit dem logarithmischen Wandgesetz, am Austritt eine Druckrandbedingung und am Eintritt eine Geschwindigkeitsvorgabe. Diskretisierungsschemata und Turbulenzmodell sind ebenfalls identisch. Für den vorliegenden Anwendungsfall waren einige Modifikationen notwendig. An der Rotationsachse wurde die hierfür in FLUENT vorgesehene Achsenrandbedingung eingesetzt [26]. Der Ein- und Austritt in die Brennkammer ist als Ringspalt unter Beibehaltung der ursprünglichen Flächen ausgeführt.

Für die Eintrittsrandbedingung ist die Angabe der drei Geschwindigkeitskomponenten erforderlich. Die axiale Geschwindigkeitskomponente wurde mit Null festgelegt, die radiale ergibt sich aus dem Massenstrom. Die Festlegung der tangentialen Geschwindigkeitskomponente am Eintritt erwies sich als nicht unproblematisch. Ausgehend von der Zerlegung des Geschwindigkeitsvektors, mit den geometrischen Daten des Drallerzeugers, in die drei Geschwindigkeitskomponenten wurde eine mittlere tangentiale Eintrittsgeschwindigkeit von 90 m/s ermittelt. Bei der 3D Simulationen traten lokal in diesem Bereich tangentiale Geschwindigkeiten bis zu 130 m/s auf. Aus diesem Grund sind Simulationen mit unterschiedlichen tangentialen Eintrittsgeschwindigkeiten ( $v_z$ ) von 90 m/s bis 150 m/s durchgeführt worden.

In den Bildern 5-13 und 5-14 werden die Simulationsergebnisse mit Messwerten und der 3D Simulation aus Kapitel 5.1 verglichen. Die Ergebnisse stimmen mit diesen qualitativ überein. Es sind gleiche Tendenzen wie bei der 3D Simulation vorhanden, d. h., eine Zunahme der Geschwindigkeitsmaxima im Strömungskern ist gleichzeitig mit höheren Geschwindigkeiten im Wandbereich verbunden. Vor allem bei  $|v|$  und  $v_z$  sind direkte Abhängigkeiten von der Höhe der gewählten tangentialen Eintrittsgeschwindigkeit zu erkennen. Bei  $v_x$  kommen die Abhängigkeiten besonders in den Rückströmgeschwindigkeiten zum Ausdruck.

Die Simulationsergebnisse von  $|v|$  und  $v_z$  bei 150 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit kommen den gemessenen Geschwindigkeiten im Strömungskern sehr nahe. Dagegen liegen sie im Wandbereich deutlich über den Messwerten. Obwohl  $v_x$  den Messwerten ebenfalls sehr gut entspricht, können die Simulationsergebnisse nicht zufrieden stellen. Die Abweichungen im Wandbereich von  $|v|$  und  $v_z$  sind doch erheblich. Bei 90 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit tritt der umgekehrte Effekt auf. Im Wandbereich werden die Messwerte gut wiedergegeben, dagegen sind deutliche Abweichungen im Strömungskern zu verzeichnen.

Die Ergebnisse mit 105 m/s und 120 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit sind im Vergleich mit den beiden anderen Ergebnissen und der 3D Simulation als zufriedenstellend zu betrachten. Sie zeigen, dass mit einer zweidimensionalen Simulation im vorliegenden Anwendungsfall die Ergebnisse der 3D Simulation erzielt werden können. Dazu ist aber die genaue Kenntnis der Einstrombedingungen notwendig. Im Gegensatz dazu kann bei einer 3D Simulation die Wahl Randbedingungen so erfolgen, dass die realen Verhältnisse entsprechend wiedergegeben werden.

Aus den 2D Simulationen unter Verwendung von Rotationssymmetrie sind keine nennenswerten Verbesserungen der Ergebnisse bezüglich der Messwerte zu erkennen. Die Aufgabe, den Berechnungsaufwand im Vergleich zu den 3D Simulationen zu senken und dabei qualitativ entsprechende Ergebnisse zu erzielen, konnte bedingt erreicht werden. Eine Festlegung der tangentialen Einstromgeschwindigkeit war nur durch Variationsrechnungen möglich. Dabei gaben die Ergebnisse der 3D Simulation wesentliche Hilfestellung. Somit relativiert sich der geringere Berechnungsaufwand.



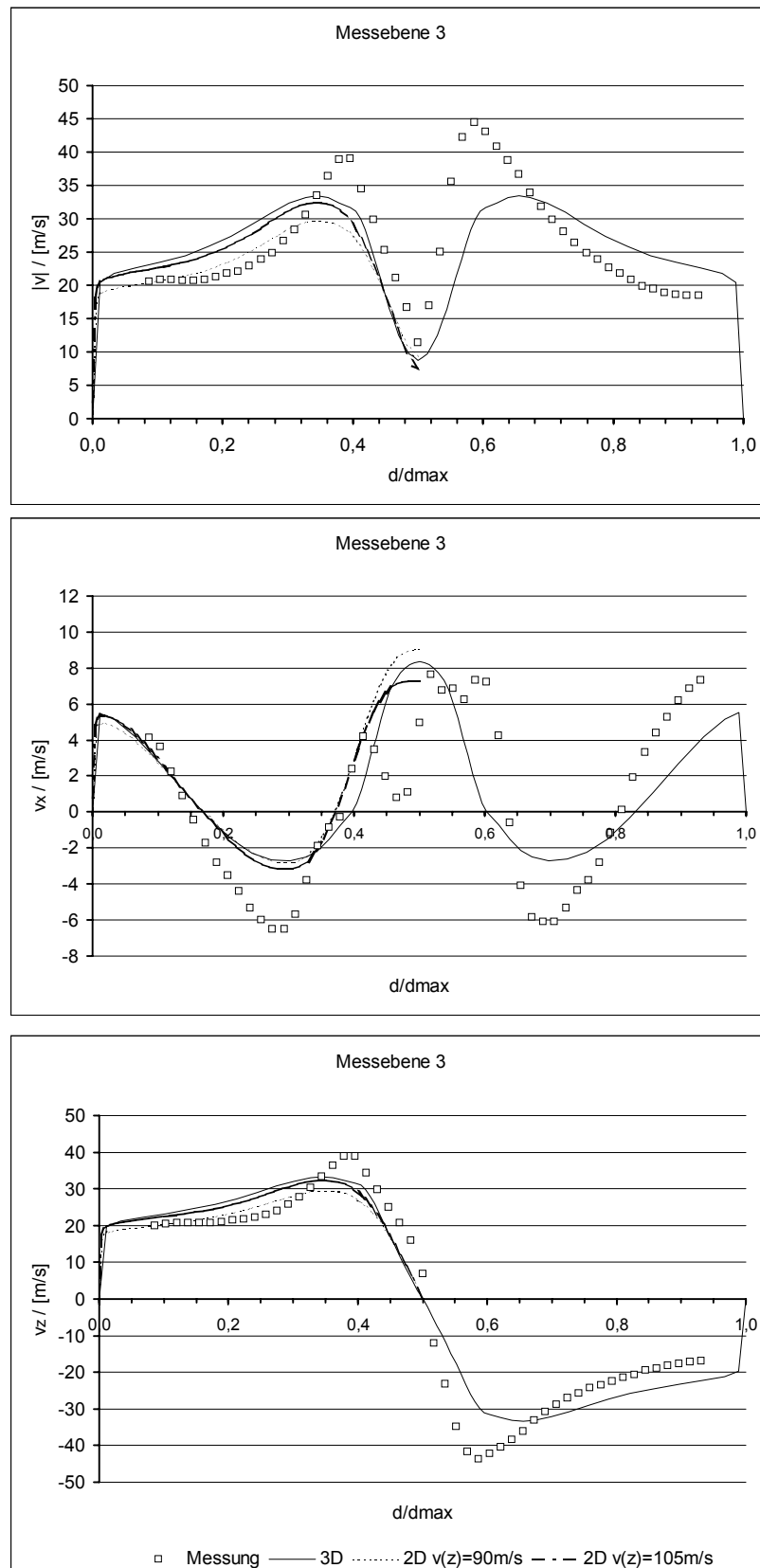


Bild 5-13:

2D Simulationsergebnisse mit 90 m/s und 105 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit

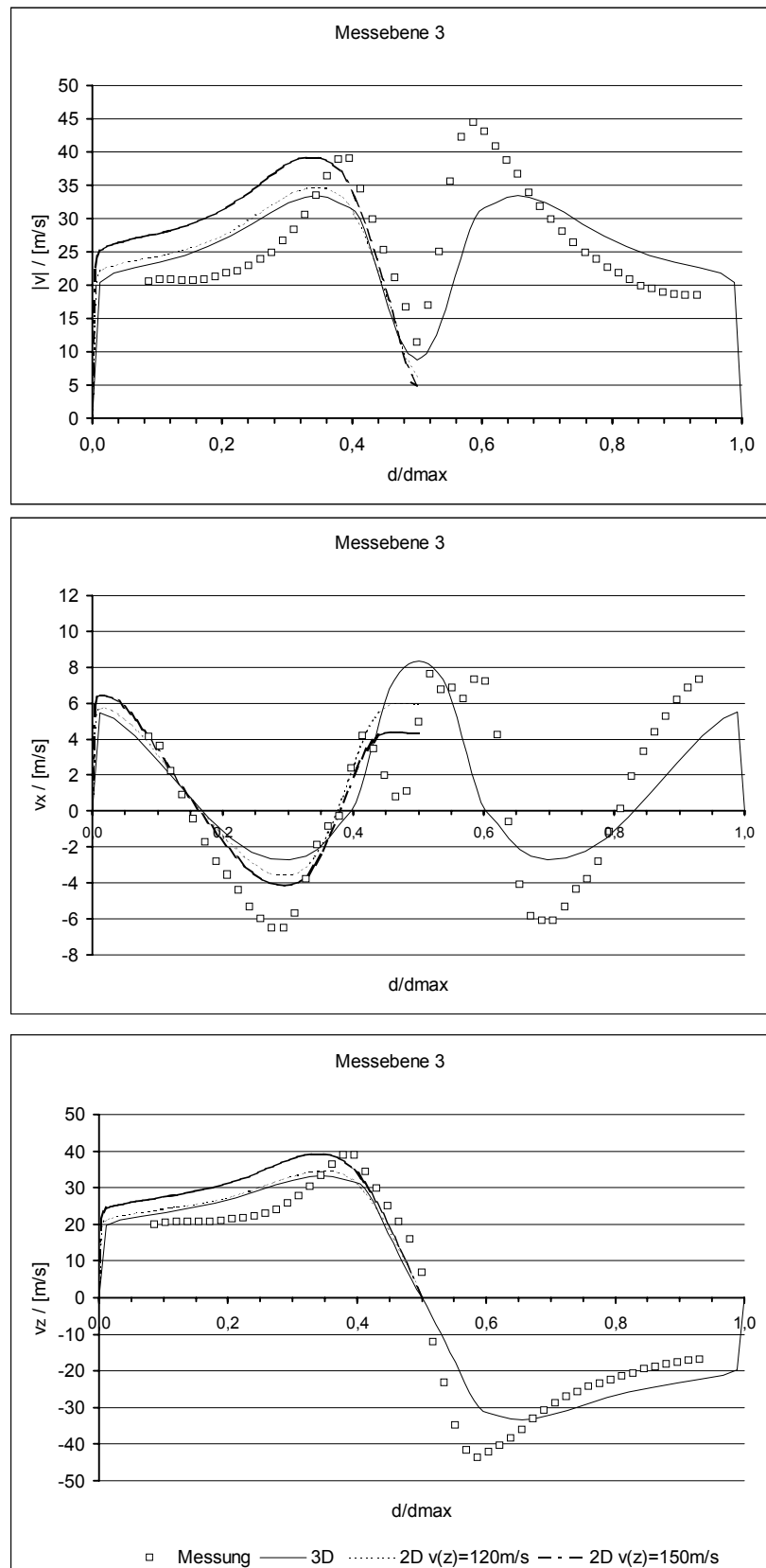


Bild 5-14:

2D Simulationsergebnisse mit 120 m/s und 150 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit

## 5.4 Weitere Simulationen

In den vorangegangenen Kapiteln wurden Einflussgrößen und Randbedingungen bei der Simulation der Primärluftfahrweise des Zykloidbrennkammermodells betrachtet sowie deren Einfluss auf das Simulationsergebnis bewertet. Grundlage dieser Simulationen war ein einheitlicher Gitteraufbau und der in den Messungen festgelegte Referenzmassenstrom. Die Untersuchungen führten zu Randbedingungen, mit denen zufriedenstellende Simulationsergebnisse erzielt werden konnten.

In diesem Kapitel soll die generelle Einsetzbarkeit des erstellten Simulationsmodells geprüft werden. Dazu erfolgt zunächst die Simulation der Primärluftfahrweise mit 80 % des Referenzmassenstromes. Die Simulationsergebnisse werden mit den vorliegenden Messwerten verglichen. Anschließend werden die Ergebnisse der Simulation einer Fahrweise mit Primärluft und Sekundärluft 1 diskutiert. Um auch hier die Vergleichbarkeit mit Messergebnissen zu gewährleisten, sind 57 % des zugeführten Massenstromes über die Primärluftebene und 43 % über die Sekundärluftebene 1 dem Modell in der Simulation zugeführt worden. Basis dieser Simulation ist wiederum der Referenzmassenstrom. Durch das Verwenden einer Sekundärluftebene war aufgrund der Gitterstruktur eine Anpassung des gesamten Berechnungsgitters notwendig. Vor allem für die Gestaltung der Sekundärlufteinlässe waren zusätzliche Zellen über dem Umfang der Brennkammer erforderlich. Damit erhöhte sich die Anzahl der Gitterzellen von 30.000 auf ca. 60.000. Die bisher erfolgreich eingesetzte Gitterstruktur konnte damit beibehalten werden. Das Verwenden weiterer Sekundärluftebenen würde nun nur noch unwesentlich die Zellenanzahl erhöhen.

Die Ergebnisse der Simulation der Primärluftfahrweise mit 80 % des Referenzmassenstromes sind in Bild 5-15 dargestellt. Die Simulationsergebnisse spiegeln die Messergebnisse qualitativ in gleicher Weise wieder wie schon bei der Simulation des Referenzmassenstromes. Die Tendenz der Messwerte, dass die Strömungsprofile bei abnehmendem Massenstrom qualitativ gleich bleiben und sich nur quantitativ verändern, wird durch die Simulation deutlich wiedergegeben. Die quantitative Abweichung der Simulationsergebnisse von den Messwerten hat sich im Vergleich zum Referenzmassenstrom sogar etwas verbessert.

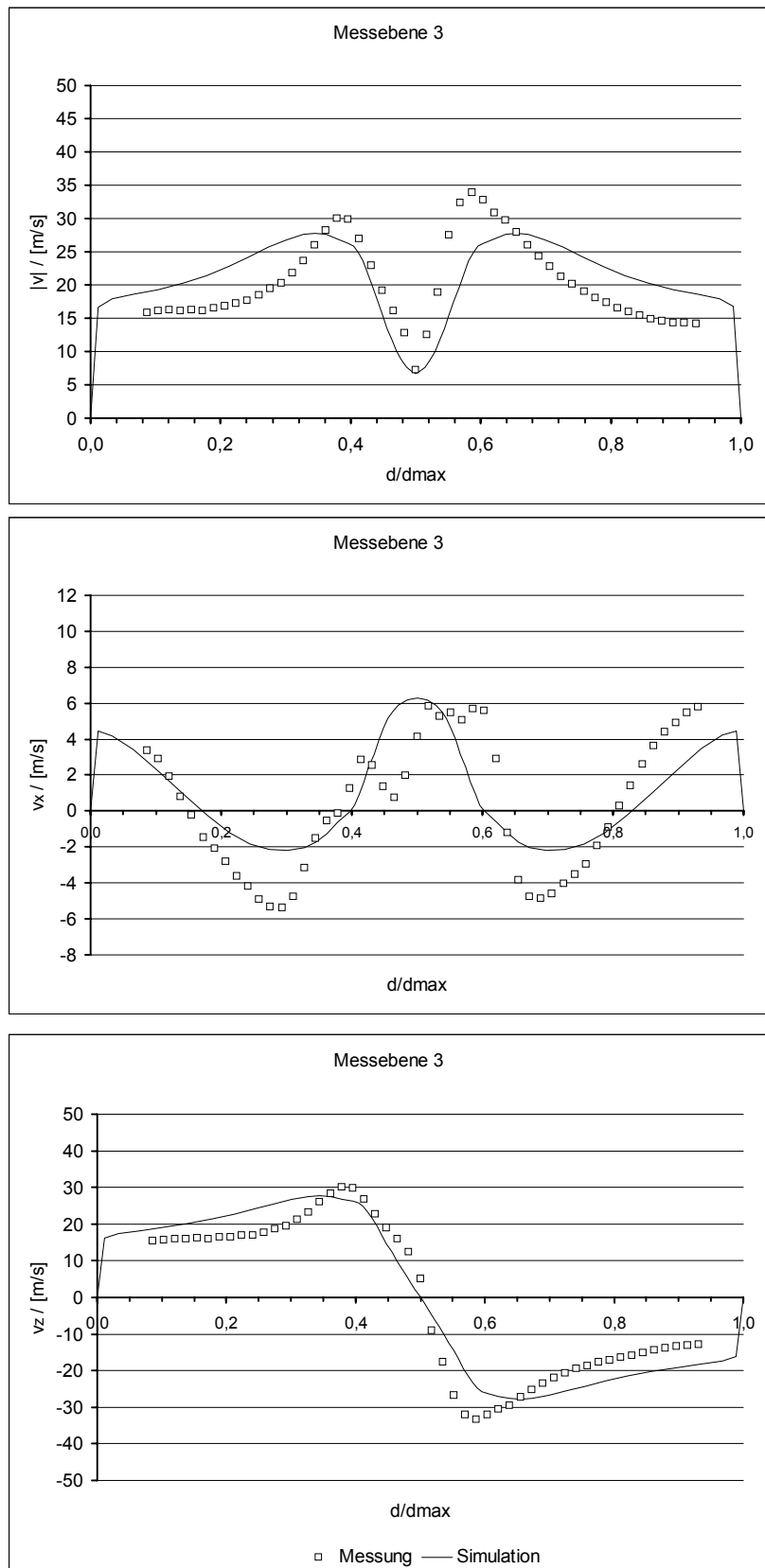


Bild 5-15: Vergleich Simulation Messung mit 80 % des Referenzmassenstroms

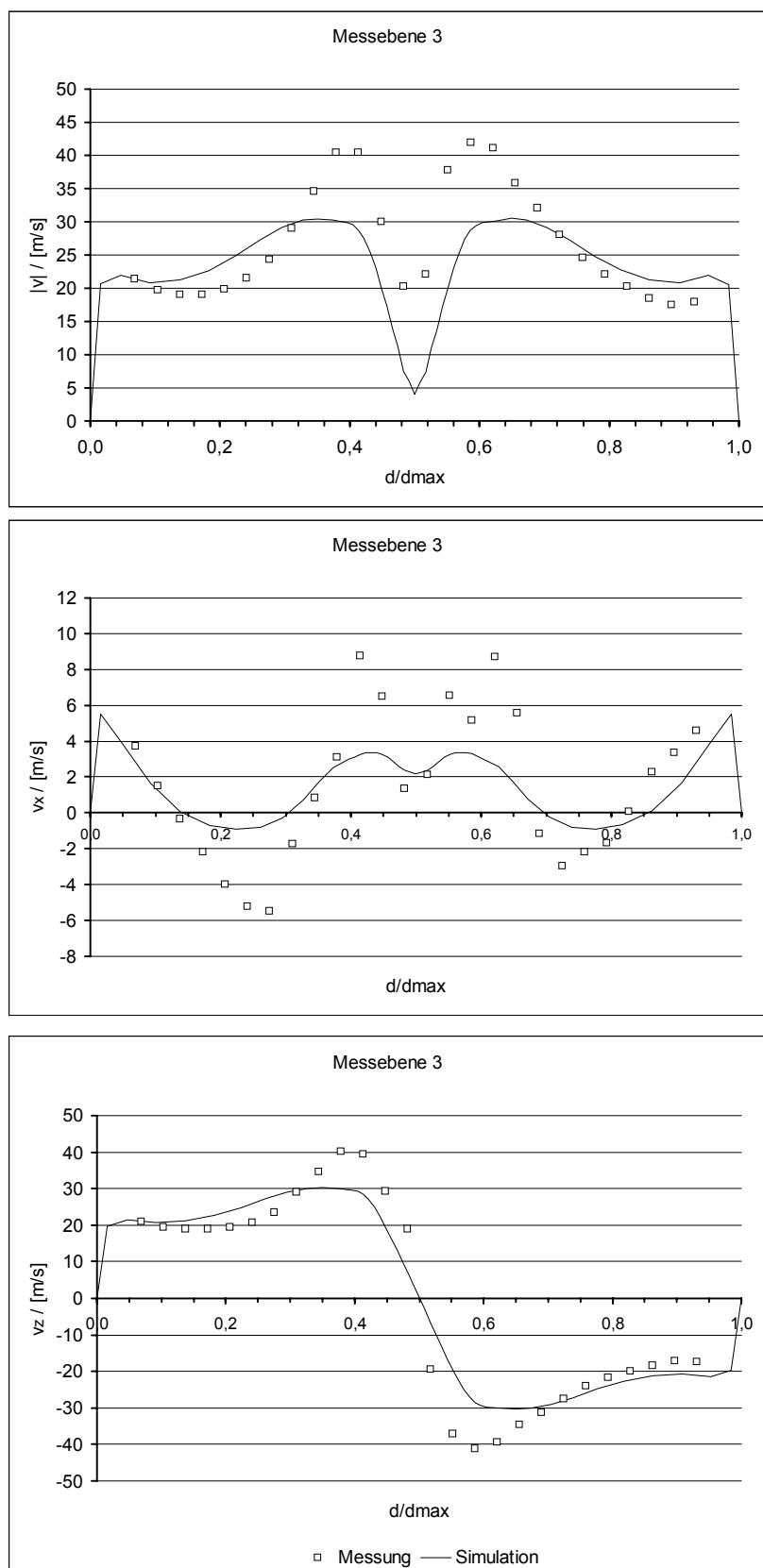


Bild 5-16: Vergleich Simulation Messung bei Primärluft 57 % und Sekundärluft 43 %

Die aufgrund des geringeren Massenstromes geringeren Geschwindigkeitsgradienten über dem Durchmesser des Brennkammermodells werden speziell bei  $|v|$  und  $v_z$  nun besser wiedergegeben. Bei der Ermittlung der Rückströmgeschwindigkeiten sind allerdings kaum Veränderungen festzustellen.

Die Messwerte der Fahrweise mit Primärluft und Sekundärluft 1 können durch die Simulation ebenfalls quantitativ wiedergegeben werden, Bild 5-16. Wie aus den Messungen bekannt, treten keine wesentlichen Änderungen der Strömungsprofile durch Verwenden der Sekundärlüfte, speziell der Sekundärluft 1, auf. Dies ist auch durch die Simulation berechnet worden. Es sind die bekannten charakteristischen Strömungsprofile in Bild 5-16 zu erkennen. Die Geschwindigkeitsprofile von  $|v|$  und  $v_z$  werden im Vergleich zur Simulation der Primärluftfahrweise etwas niedriger berechnet. Dadurch tritt eine gute Übereinstimmung der berechneten Profile mit den gemessenen im Wandbereich auf. Dies ist besonders auf den Messebenen 1 und 3 ersichtlich. Im Strömungskern dagegen liegen die berechneten Profile deutlich unter den gemessenen. Bei  $v_x$  ist eine ähnliche Tendenz zu erkennen. Hier werden sehr geringe Rückströmgeschwindigkeiten berechnet. Die aufwärtsgerichtete Kernströmung wird nicht ganz so deutlich in der Simulation wiedergegeben.

Mit den in diesem Kapitel durchgeführten Simulationen konnte die Einsatzfähigkeit des erstellten CFD-Modells auch für weitere Fahrweisen unter Beweis gestellt werden.

## 5.5 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse

In der vorliegenden Arbeit wurde ein CFD-Modell erstellt, mit dem die Zielstellung, das isotherme Strömungsfeld in allen Bereichen des Brennkammermodells zu beschreiben, erfolgreich verwirklicht wurde. Anhand der Primärluftfahrweise sind unterschiedliche Einflussgrößen und Randbedingungen untersucht worden sowie deren Auswirkungen auf die Simulationsergebnisse des CFD-Modells. Grundlage dieser Simulationen war ein einheitlicher Gitteraufbau und der in den Messungen festgelegte Referenzmassenstrom. Die Ergebnisse der Untersuchungen führten zu einer Konfiguration des CFD-Modells, mit der gute Simulationsergebnisse erzielt

werden konnten. Mit dieser Konfiguration waren ebenso erfolgreich Simulationen anderer Fahrweisen des Brennkammermodells möglich.

Im Ergebnis der Untersuchungen kann festgestellt werden, dass zur Simulation der stark verdrallten Strömung im Zykloiddrennkammermodell das CFD-Modell folgende Konfigurationsmerkmale aufweisen muss:

- ein an die Hauptströmungsrichtung angepasstes Gitter (bei der verwendeten Software Hexaederzellen notwendig),
- Einsatz des Reynoldsspannungsturbulenzmodells,
- Verwendung von Diskretisierungsschemata höherer Ordnung (dabei Einsatz von QUICK zur Approximation der Momenten- und Turbulenzgleichungen sowie PRESTO! zur Druckapproximation).

Im konkreten Fall erwies sich bezüglich des Konvergenzverhaltens eine instationäre Berechnung als vorteilhaft.

Ergebnis der Simulationsrechnungen ist ein dreidimensionales, rotations-symmetrisches, stark verdralltes Strömungsfeld, in dem die Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  dominierend ist und bei  $v_x$  deutliche unterschiedlich gerichtete Strömungsgebiete auftreten. Das erstellte CFD-Modell gibt die am Brennkammermodell gemessenen Strömungsprofile qualitativ gut wieder.

Wie bei der Messung bleibt  $|v|$ ,  $v_x$  und  $v_z$  bei der Simulation über der Höhe des zylindrischen Brennkammerteils qualitativ konstant. Im Vergleich zu den Messergebnissen werden aber im Wandbereich zu hohe und in der Brennkammermitte zu niedrige Werte von  $|v|$  und  $v_z$  berechnet. Bei  $v_x$  werden durch die Simulation die gemessenen Rückströmgeschwindigkeiten nicht ganz erreicht. Trotzdem wird das komplexe axiale Geschwindigkeitsprofil prinzipiell richtig wiedergegeben, vor allem die Lokalisierung der unterschiedlich gerichteten Strömungsbereiche. Die Turbulenzwerte liegen bei den Simulationen zu hoch (Kapitel 5.1), was eine Ursache für die eben beschriebenen Abweichungen sein kann.

In diesem Zusammenhang ist die Bedeutung der vorliegenden Messdaten bei der Beurteilung der Simulationsergebnisse hervorzuheben. Besonders deutlich wird dies bei der Turbulenzmodellierung. Die durch die Zweigleichungsmodelle berechneten Ergebnisse sind durchaus als plausibel anzusehen, entsprechen aber in keiner Weise dem realen Strömungsverhalten (Kapitel 5.2.2). Ohne die vorhandenen Messdaten wäre auch die Beurteilung der unterschiedlichen Diskretisierungsschemata schwierig (Kapitel 5.2.3).

Aufbauend auf den belastbaren Simulationsergebnissen sind nun auch Aussagen zum Strömungsverhalten in Bereichen des Brennkammermodells möglich, die nicht durch die Messungen erfasst werden konnten. So treten im Konus speziell im unteren Bereich sehr hohe Umfangsgeschwindigkeiten auf, die sich über der Höhe des Konus abbauen und im anschließenden zylindrischen Brennkammerteil annähernd konstant bleiben. Die im zylindrischen Brennkammerteil in den Messungen ermittelten Rückströmgebiete treten durchgehend auf und reichen bis auf den Konusboden herab. Im Übergang zur sogenannten Nachbrennkammer bildet sich ein zentrales Rückströmgebiet aus, welches bis in den oberen Teil der Brennkammer hineinreicht.

Durch die Erstellung eines CFD-Modells und die Simulationsrechnungen konnten die durch die Messungen gewonnenen Ergebnisse zum Strömungsverhalten im Zykloidbrennkammermodell erweitert werden. Aufgrund der guten Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Messergebnissen und deren Belastbarkeit, wie in Kapitel 3.3 gezeigt, sind die gewonnenen Erkenntnisse auf die Technikumsanlage der Zykloidfeuerung übertragbar. Damit ist erstmals ein Werkzeug entwickelt worden, dass das dreidimensionale isotherme Strömungsfeld einer Zykloidfeuerung darstellt.

Die Berechnungen zeigten aber auch, dass die Simulation stark verdrallter Strömungen eine anspruchsvolle Aufgabe ist. Grundlegend ist eine Abbildung der komplexen Strömungsverhältnisse in der Zykloidfeuerung, mit den derzeit zur Verfügung stehenden Mitteln, in guter Näherung möglich. Im Detail treten jedoch noch quantitative Unterschiede zu den Messergebnissen auf.



## 6 Schlussfolgerungen und Ausblick

Wie in der Zielstellung der vorliegenden Arbeit vorgesehen, wurde erstmals das Strömungsfeld einer Zykloidfeuerung umfassend anhand eines Kaltmodells untersucht. Durch die Verbindung messtechnischer Untersuchungen und numerischer Simulationen konnte dadurch das isotherme Strömungsfeld vollständig dargestellt und Abhängigkeiten herausgearbeitet werden. Es liegen damit umfangreiche, grundlegende Erkenntnisse zum Strömungsverhalten im Brennkammermodell und dessen Abhängigkeiten vor. Diese sind grundsätzlich auf isotherme Strömungsverhältnisse in der realen Zykloidbrennkammer anwendbar, Kapitel 3.3.

Aus den Ergebnissen kann geschlussfolgert werden, dass aufgrund der nun abschätzbaren hohen Umfangsgeschwindigkeiten und der mit großer Wahrscheinlichkeit auch in der Feuerung auftretenden Rückströmgebiete eine gute Vermischung der Reaktionspartner stattfindet. Verstärkt wird dieser Vorgang durch die aus den Messungen am Kaltmodell und den durchgeführten Simulationen bekannten hohen Schwankungsbewegungen. Somit erfolgt die gute Vermischung der Reaktionspartner auch am Einzelpartikel. Durch die hohen Umfangsgeschwindigkeiten kommt es darüber hinaus zu einer fliehkraftbedingten Verweilzeitverlängerung, da das häufige Aufprallen der Partikel an der Brennkammerwand deren Geschwindigkeit abbremst. Zusätzlich legen die hohen Umfangsgeschwindigkeiten eine gewisse Partikelabscheidewirkung nahe. Entsprechend hohe Ausbrandraten sind die Folge dieser Mechanismen. Die positiven Ergebnisse der Verbrennungsversuche am ERI bezüglich Ausbrand und Emissionsverhalten [32, 47] bekräftigen diese Schlussfolgerungen.

Es konnten mit diesem ersten, wichtigen Schritt einige Ergebnisse der Verbrennungsversuche am ERI theoretisch unterlegt und darüber hinaus eine wichtige Basis geschaffen werden, um mit darauf aufbauenden Grundlagenuntersuchungen die weitere anlagentechnische Optimierung der Zykloidfeuerung zu unterstützen. So sollte die Zweiphasenströmung im Mittelpunkt eines nächsten Schrittes zur Erreichung dieser Zielstellung stehen.

Dies sollte wiederum im Zusammenwirken von messtechnischen Untersuchungen und numerischer Simulation erfolgen.

Im Bereich der messtechnischen Strömungsuntersuchungen sollte der Partikeleinfluss auf das Strömungsverhalten als wesentliche Zielstellung betrachtet werden. Darüber hinaus sind insbesondere Partikelverweilzeiten und Partikelverteilung in die Untersuchungen einzubeziehen. Im Bereich der Simulation sollte die Entwicklung eines Gesamtmodells der Zykloidfeuerung weitergeführt werden. Aufbauend auf dem nunmehr vorhandenen isothermen CFD-Modell sollte auch hier zunächst die Simulation der Zweiphasenströmung im Mittelpunkt stehen. Dazu ist wiederum ein Heranziehen der Ergebnisse der messtechnischen Untersuchungen möglich.

## 7 Literatur

- [1] Albring, W.  
Angewandte Strömungslehre  
Akademie-Verlag Berlin, 1990
- [2] Altmann, W.  
Ekologicky vhodné energetické využití problematických paliv v kombinovaném  
fluidním – cyklonovém ohništi (Energetische umweltfreundliche Nutzung  
schwieriger Brennstoffe in einer Niedrigtemperatur – Axialfeuerung)  
Energetika 1989, 39 (2), S. 55-58
- [3] Bahrt, W.  
Berechnung und Auslegung von Zyklonabscheidern auf Grund neuerer Untersuchungen  
BWK 1956, Band 8, Heft 1, S. 1-9
- [4] Beer, J. M., Chigier, N. A.,  
Combustion Aerodynamics,  
Applied Science Publishers Ltd., London, 1972
- [5] Beer, J. M., Syred, N.  
Combustion in swirling flows: A review  
Combustion and flame 23, 1974, S. 142-201
- [6] Berger, R.  
Kalibrierung und Auswertung von Hitzfilmanemometermessungen  
Diplomarbeit an der FH Köln Abt. Gummersbach, 1990/91
- [7] Böhm, D.  
Untersuchung von Feuerungssystemen und Kesselanlagen unter dem Aspekt des  
Einsatzes ballastreicher Brennstoffe mit hohem Feinkornanteil  
Dissertation Technische Universität Dresden, 1988
- [8] Boysan, F., Ayers, W. H., Swithenbank, J.  
A fundamental mathematical modelling approach to cyclone design  
Trans IChemE, 1982, Vol. 60 S. 222-230
- [9] Carlowitz, O.  
Modellversuche zur gezielten Beeinflussung der Strömung in einer  
Zyklonbrennkammer  
Dissertation TU Clausthal, 1978
- [10] Carlowitz, O., Jeschar, R.  
Zur Entstehung, Beeinflussung und Wirkungsweise von Wirbelfäden in  
Zyklonbrennkammern  
VDI Berichte Nr. 346, 1979, S. 241-252
- [11] Cautius, W.  
Erfahrungen mit Horizontal-Zyklonfeuerungen  
Elektrizitätswirtschaft 55 (1956), Heft 12, S. 400-402

- [12] Cautius, W.  
Versuche mit einer Zyklonfeuerung  
Mitteilungen der VGB, 1951, Heft 17/18, S. 63-70
- [13] Cautius, W.  
Zwei Jahre Entwicklungsarbeit am Zyklon  
Mitteilungen der VGB, 21, 1952, S. 234-237
- [14] Chughtai, Y., Braun, A., Schmid, Chr., Lichtmann, F.  
Thermische Klärschlammverwertung in der Zykloidfeuerung  
VDI Berichte Nr. 1193, 1995, S. 401-411
- [15] Daly, B. J., Harlow, F. H.  
Phys. Fluids, 13:2634-2649, 1970
- [16] Deyl, O.  
Die Entwicklung der Zyklonfeuerung in der CSSR  
Energietechnik 15 (1965), Heft 4, S. 161-165
- [17] Dobreff, J., Effenberger, H.  
Dampferzeugerfeuerungen mit flüssigem Schlackenabzug  
Energietechnik 5 (1955), Heft 8, S. 371-375
- [18] Dolezal, R.  
Die Entwicklung der Schmelzkammerkessel in der Tschechoslowakischen Republik nach dem Jahre 1945  
Energietechnik 5 (1955), Heft 6, S. 250-256
- [19] Dolezal, R.  
Schmelzfeuerungen, Theorie, Bau und Betrieb  
VEB Verlag Technik, Berlin 1954
- [20] Eckelmann, H.  
Einführung in die Strömungsmeßtechnik  
Stuttgart, Teubner, 1997
- [21] Effenberger, H.  
Stand und Entwicklung der Feuerungstechnik  
Energietechnik 4 (1954), Heft 7, S. 300-306
- [22] Eifert, C.  
Numerische Simulation dreidimensionaler turbulenter Strömungen mittels Momentenmodellen zweiter Ordnung  
Dissertation TU Darmstadt, 1997
- [23] Feifel, E.  
Zyklonentstäubung - der Zyklon als Wirbelsenke  
Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens, Bd. 9 (1938), S. 68-81
- [24] Ferziger, J.H.; Peric, M.  
Computational Methods for Fluid Dynamics  
Springer-Verlag 1996

- [25] Fluent Inc. and ICEM Systems GmbH, 1996: GeoMesh Reference Guide
- [26] Fluent Inc., 1998: FLUENT 5 User's Guide, Lebanon, NH, USA.
- [27] Görner, K.  
Entsorgungskonzepte für beladenen Aktivkoks aus der Rauchgasnachreinigung unter Einbeziehung der Verschlackung von Flugasche  
VGB Kraftwerkstechnik, 1993, 73 (11), S. 968-973
- [28] Görner, K.  
Technische Verbrennungssysteme, Grundlagen, Modellbildung, Simulation  
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1991
- [29] Görres, J.  
Modellierung stark verdrallter Kohlenstaub-/ Biomasseflammen mit der Methode der Finiten Elemente  
Dissertation Universität Stuttgart, 1996
- [30] Gorton-Hülbert, A.  
Messung und Berechnung der Geschwindigkeitsfelder und Partikelbahnen im Gaszyklon  
Dissertation 1998, TU Graz
- [31] Greif, V.  
Reduzierung des Druckverlustes von Zyklonabscheidern durch Rückgewinnung der Drallenergie sowie Abscheidung bei kleinen und kleinsten Staubbeladungen  
VDI Fortschrittberichte, Reihe 3, Nr. 470
- [32] Griebe, S., Owczarek, Chr., Thielen, W., Paulick, G.  
Verbrennung von Lausitzer Braunkohlen und Mischbrennstoffen in einer Zykloidfeuerung - Einsatzgebiet dezentraler Wärmemarkt  
VDI-Berichte 1457, 1999, S. 141-153
- [33] Griffiths, W. D., Boysan, F.  
Computational fluid dynamics and empirical modelling of the performance of a number of cyclone samplers  
J. Aerosol Sci., 1996, Vol. 27 (2), S. 281-304
- [34] Günther, R.  
Strömungstechnische Untersuchung einer Zyklonfeuerung mit starker Rückströmung im Kern DFG-Forschungsvorhaben Gu 59/22, Abschlußbericht  
Lehrstuhl für Feuerungstechnik der Universität Karlsruhe (TH), 1975
- [35] Günther, R.  
Verbrennung und Feuerungen  
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1974
- [36] Günther, R., Jacobs, J.  
Eigenschaften von Drallflammen  
Technische Mitteilungen 1972, Heft 6, S. 262-269
- [37] Gwosdz, A., Schuster, H.  
Drallströmungen in der Feuerungstechnik  
VDI-Berichte Nr. 1290, 1996, S. 197-210

- [38] Häfner, W.  
Die Strömung in einem Zyklon  
Dissertation 1996, TH Darmstadt
- [39] Hoffmeister, M., Hertwig, K., Kreul, K.-J., Kretzschmar, H., Erler, K.  
Modellierung von turbulenten Drallstrahlen für Brennkammern von Flugtriebwerken.  
Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 7, Nr. 291, 1996
- [40] Hofstädter, A.  
Berechnung der Strömung in einer zweistufigen Drallbrennkammer  
TU Wien, Internetaufsatz
- [41] Jacobs, J.  
Die Verwendung von Hitzdrahtsonden zur Ausmessung räumlicher Strömungen  
unter Berücksichtigung der Richtungsempfindlichkeit der Geber  
Archiv für technisches Messen 1972, Nr. 434, S. R35-R39
- [42] Jacobs, J.  
Turbulente Mischung in Zyklonbrennkammern  
Dissertation TH Karlsruhe, 1974
- [43] Jeschar, R., Pötke, W., Carlowitz, O.  
Maßstabsfragen für Feuerungen und Industrieöfen  
VDI Berichte Nr. 346, 1979, S. 7-18,
- [44] Jischa, M.  
Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch  
Fr. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1982
- [45] Kecke, H. J.  
Beitrag zur Klärung des Strömungsvorganges und der Staubbewegung im Zyklon  
Dissertation 1967, TH Magdeburg
- [46] Kirch, R.  
Der Einfluß der Turbulenz auf die Partikelbewegung im Gaszyklon  
Dissertation TH Karlsruhe, 1988  
Fortschrittberichte VDI Reihe 7, Nr. 145
- [47] Krautz, H. J., Griebe, S.  
Unveröffentlicht  
Untersuchungsberichte 1-3 zum Forschungsvorhaben Zykloidfeuerung 1998/99
- [48] Krautz, H. J., Griebe, S., Paulick, G., Thielen, W.  
Fortschrittliche Braunkohleverbrennungstechniken für dezentrale Energieanlagen  
VDI-Berichte 1456, 1999, S. 187-207
- [49] Krautz, H. J., Griebe, S., Schrader, A., Paulick, G.  
Verbrennung von Trockenbraunkohle und Klärschlamm in der Zykloidfeuerung  
VDI-Berichte 1492, 1999, S. 375-380
- [50] Lackner, A., Paschen, P., Tatschl, R.  
Optimierung von Schmelzzyklonen durch mathematische Modellierung  
Berg und Hüttenmännische Monatshefte, 1994, 139 (11), S. 423-428

- [51] Launder, B.E.  
Second-Moment Closure: Present... and Future ?  
Inter. J. Heat Fluid Flow, 10 (4):282-300, 1989
- [52] Launder, B.E.; Reece, G.J., Rodi, W.  
Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure  
J. Fluid. Mech. 68(3):537-566, 1975
- [53] Launder, B. E., Spalding, D. B.  
Lectures in Mathematical Models of Turbulence  
Academic Press, London, 1972
- [54] Launder, B. E., Spalding, D. B.  
The numerical computation of turbulent flows  
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol.3, 1974, S. 269-289
- [55] Ledinegg, M.  
Theorie der Zyklonfeuerung  
VDI-Zeitschrift 1952, Band 94, Nr. 28, S. 921-927
- [56] Linden, T.  
Untersuchungen an Zyklonabscheidern  
Tonind.-Zeitung Keram. Rundschau 77 (1953)  $\frac{3}{4}$ , S. 49-55
- [57] Meißner, P.  
Zur turbulenten Drehsenkenströmung im Zyklonabscheider  
Dissertation 1977, TH Karlsruhe
- [58] Modigell, M., Wenig, M.  
Berechnung der Druckverlust- und Trenncharakteristik eines Gleichstromzyklons mit CFD  
Chemie-Ing.-Technik 71, 1999, Heft 11, S. 1270-1274
- [59] Mothes, H.  
Bewegung und Abscheidung der Partikel im Zyklon  
Dissertation 1982, TH Karlsruhe
- [60] Muschelknautz, E.  
Theorie der Fliehkraftabscheider mit besonderer Berücksichtigung hoher Temperaturen und Drücke  
VDI- Berichte Nr. 363, 1980
- [61] Muschelknautz, E., Brunner, K.  
Untersuchungen an Zyklonen  
Chemie-Ing.-Technik 39, 1967, Heft 9/10, S. 531-538
- [62] Muschelknautz, E., Krambrock, W.  
Aerodynamische Beiwerte des Zyklonabscheiders aufgrund neuer und verbesserter Messungen  
Chemie-Ing.-Technik 42, 1970, Heft 5, S. 247-255
- [63] Nitsche, W.  
Strömungsmesstechnik  
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1994

- [64] O'Doherty, T., Jaryczewski, R., Bates, C. J., Syred, N.  
Velocity characteristics of cyclone combustors  
4<sup>th</sup> Int. ASME Conf., Cleveland, OH, USA, 1991, Band 1 (1991), S. 147-158
- [65] Oertel, H., Laurin, E.  
Numerische Strömungsmechanik  
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York
- [66] Orth, A., Missalla, M.  
Simulation der Strömung in einem Verbrennungszyklon  
1999 FLUENT User Group Meeting Deutschland, Viernheim
- [67] Pascher, W.  
Aerodynamik des Feuerraumes von Dampferzeugern  
Energietechnik, 20 (11), 1970, S. 495-501
- [68] Pehrson, R.  
Verbrennungsablauf in einer Zyklonfeuerung  
Dissertation Technische Hochschule Trondheim, 1964
- [69] Peyret R.  
Computational Fluid Mechanics  
Academic Press, London, 1996
- [70] Rist, D.  
Dynamik realer Gase  
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1996
- [71] Rosahl, O.  
Entwicklungsstand der Schmelzfeuerungen in Deutschland  
Elektrizitätswirtschaft 53 (1954), Heft 2, S. 27-34
- [72] Schäfer, W., Niepel, H., Lichtmann, F.  
Schadstoffbeladenen Aktivkoks, Klärschlamm und andere Reststoffe durch  
Verbrennung entsorgen  
BWK/TÜ/Umwelt-Special Oktober 1993
- [73] Schlichting, H., Gersten, K.  
Grenzschicht-Theorie  
Springer-Verlag Berlin, 1997
- [74] Schmidt, K. R.  
Zur Drehströmungsfeuerung nach Siemens-Agrest  
VDI-Berichte Nr. 146, 1970, S. 90-101
- [75] Schönung, B. E.  
Numerische Strömungsmechanik  
Springer-Verlag 1990
- [76] Schrader, A., Thielen, W., Paulick, G., Krautz, H.-J.  
Verbrennung von Trockenbraunkohle und Klärschlamm in der LCS-Zykloidfeuerung  
18. Deutsch-Niederländischer Flammentag, 28./29. August 1997, Delft/NL



- [77] Sengschmied, F.  
Ein Beitrag zur Entwicklung einer druckbeaufschlagten Brennkammer für die  
zweistufige Verbrennung von Holzstaub  
Dissertation TU Wien, 1995
- [78] Shiffa, S.  
Physikalische und mathematische Modellierung der Strömung in  
einem Axialzyklon  
Dissertation Technische Universität Dresden, 1989
- [79] Shih, T.-H., Liou, W. W., Shabbir, A., Zhu, J.  
A New k-e Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows –  
Model Development and Validation  
Computer Fluids, 24 (3):227-238, 1995
- [80] Slack, M. D., Boysan, F.  
Advances in cyclone modelling using unstructured grid  
1998 Scandinavian FLUENT User Group Meeting (UGM), Gothenburg
- [81] Sloan, D. G., Smith, P. J., Smoot, L. D.  
Modeling of swirl in turbulent flow systems  
Prog. Energy Combust. Sci. 1986, Vol 12, S. 163-250
- [82] Spalart, P. R.  
Direct Numerical Simulation of a Turbulent Boundary Layer up to  $Re=1410$   
J. Fluid Mech., Vol. 187 (1988), S. 61-98
- [83] Spalart, P., Allmaras, S.  
A one-equation turbulence model for aerodynamic flows  
Technical Report AIAA-92-0439, American Institute of Aeronautics and  
Astronautics, 1992
- [84] Spennemann, L.  
Betriebserfahrungen mit Schmelzkammerfeuerungen  
Elektrizitätswirtschaft 54 (1955), Heft 22, S. 762-768
- [85] Strickert, H.  
Hitzdraht und Hitzfilmanemometrie  
VEB Verlag Technik Berlin, 1974
- [86] Suzuki, T., Matsuda, M., Yoshigae, T., Kasai, T.  
Application and scale-up of swirling flow melting furnace  
Kobelco technology review, 1995, Heft 18, S. 57-61
- [87] Syred, N., Beer, J. M.  
Die Dämpfung der Präzision des Wirbelkernes bei der Verbrennung in einer  
Wirbelkammer  
VDI-Berichte 172, 1972, S. 35-45
- [88] Thielen, W., Becker, J., Niepel, H.  
Verbrennung von mit Schadstoffen beladenem Aktivkoks  
VGB Kraftwerkstechnik 73 1993, Heft 7

- 
- [89] Thomas, C.  
Geschwindigkeitsmessungen in dreidimensionalen Strömungsfeldern mit Hilfe von Triple-Splitfilmsonden  
Diplomarbeit an der FH Köln Abt. Gummersbach, 1992
- [90] Wendt, J. F., Anderson, J. D.  
Computational fluid dynamics: An introduction  
Springer-Verlag Berlin, 1992
- [91] Wulis, L.A., Ustimenko, B. P.  
Über die Aerodynamik der Zyklonfeuerungskammern  
Energietechnik 5 (1955), Heft 6, S. 265-270
- [92] Yakhot, A., Orszag, S. A.  
Renormalization Group Analysis of Turbulence: 1. Basic Theory  
Journal of Scientific Computing, 1(1):1-51, 1986
- [93] Zelkowski, J.  
Die isothermische Modellierung der Strömung in den Brennkammern von Staubkesseln mit Eckbrennern  
Mitteilung VGB, Heft 104, Oktober 1966

## 8 Anhang

### Anhangsverzeichnis

Abbildung 1:	Primärluftfahrweise mit unterschiedlichen Massenströmen, normiert, ( $ v $ ).....	128
Abbildung 2:	Primärluftfahrweise mit unterschiedlichen Massenströmen, normiert, ( $v_x$ ) .....	129
Abbildung 3:	Primärluftfahrweise mit unterschiedlichen Massenströmen, normiert, ( $v_z$ ) .....	130
Abbildung 4:	Vergleich der Messreihen P-1, S1-a und S1-c ( $ v $ ) .....	131
Abbildung 5:	Vergleich der Messreihen P-1, S1-a und S1-c ( $v_x$ ) .....	132
Abbildung 6:	Vergleich der Messreihen P-1, S1-a und S1-c ( $v_z$ ).....	133
Abbildung 7:	Vergleich der Messreihen P-1, S1-b und S1-d.....	134
Abbildung 8:	Vergleich der Messreihen P-1, S2-a und S2-b ( $ v $ ).....	135
Abbildung 9:	Vergleich der Messreihen P-1, S2-a und S2-b ( $v_x$ ) .....	136
Abbildung 10:	Vergleich der Messreihen P-1, S2-a und S2-b ( $v_z$ ) .....	137
Abbildung 11:	Vergleich der Messreihen S2-a, S2-c und S2-e.....	138
Abbildung 12:	Vergleich der Messreihen S3-a, S3-b und S3-c ( $ v $ ) .....	139
Abbildung 13:	Vergleich der Messreihen S3-a, S3-b und S3-c ( $v_x$ ) .....	140
Abbildung 14:	Vergleich der Messreihen S3-a, S3-b und S3-c ( $v_z$ ).....	141
Abbildung 15:	Vergleich der Messreihen P-1, S2-b und S3-b ( $ v $ ).....	142
Abbildung 16:	Vergleich der Messreihen P-1, S2-b und S3-b ( $v_x$ ).....	143
Abbildung 17:	Vergleich der Messreihen P-1, S2-b und S3-b ( $v_z$ ).....	144
Abbildung 18:	Vergleich der Messungen an ZBK und Modell ( $ v $ ) .....	145
Abbildung 19:	Vergleich der Messungen an ZBK und Modell ( $v_x$ ) .....	146

Abbildung 20:	Vergleich der Messungen an ZBK und Modell ( $v_z$ ).....	147
Abbildung 21:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Gittergröße ( $ v $ ) .....	148
Abbildung 22:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Gittergröße ( $v_x$ ) .....	149
Abbildung 23:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Gittergröße ( $v_z$ ).....	150
Abbildung 24:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Turbulenzmodells ( $ v $ ) .....	151
Abbildung 25:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Turbulenzmodells ( $v_x$ ).....	152
Abbildung 26:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Turbulenzmodells ( $v_z$ ).....	153
Abbildung 27:	Simulationsergebnisse mit RNG in Abhängigkeit des Drallfaktors ( $ v $ ) ...	154
Abbildung 28:	Simulationsergebnisse mit RNG in Abhängigkeit des Drallfaktors ( $v_x$ )....	155
Abbildung 29:	Simulationsergebnisse mit RNG in Abhängigkeit des Drallfaktors ( $v_z$ )....	156
Abbildung 30:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung der Transportterme ( $ v $ ).....	157
Abbildung 31:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung der Transportterme ( $v_x$ ) .....	158
Abbildung 32:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung der Transportterme ( $v_z$ ) .....	159
Abbildung 33:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung des Drucks ( $ v $ ).....	160
Abbildung 34:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung des Drucks ( $v_x$ ) .....	161
Abbildung 35:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung des Drucks ( $v_z$ ) .....	162
Abbildung 36:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Drallerzeugers ( $ v $ ) .....	163
Abbildung 37:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Drallerzeugers ( $v_x$ ) .....	164
Abbildung 38:	Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Drallerzeugers ( $v_z$ ) .....	165
Abbildung 39:	2D Simulationsergebnisse mit 90 m/s und 105 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $ v $ ).....	166

Abbildung 40:	2D Simulationsergebnisse mit 90 m/s und 105 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $v_x$ ).....	167
Abbildung 41:	2D Simulationsergebnisse mit 90 m/s und 105 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $v_z$ ).....	168
Abbildung 42:	2D Simulationsergebnisse mit 120 m/s und 150 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $ v $ ).....	169
Abbildung 43:	2D Simulationsergebnisse mit 120 m/s und 150 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $v_x$ ).....	170
Abbildung 44:	2D Simulationsergebnisse mit 120 m/s und 150 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $v_z$ ).....	171
Abbildung 45:	Vergleich Simulation Messung mit 80 % des Referenzmassenstroms ( $ v $ ).....	172
Abbildung 46:	Vergleich Simulation Messung mit 80 % des Referenzmassenstroms ( $v_x$ ).....	173
Abbildung 47:	Vergleich Simulation Messung mit 80 % des Referenzmassenstroms ( $v_z$ ).....	174
Abbildung 48:	Vergleich Simulation Messung bei Primärluft 57 % und Sekundärluft 43 % ( $ v $ ).....	175
Abbildung 49:	Vergleich Simulation Messung bei Primärluft 57 % und Sekundärluft 43 % ( $v_x$ ).....	176
Abbildung 50:	Vergleich Simulation Messung bei Primärluft 57 % und Sekundärluft 43 % ( $v_z$ ).....	177

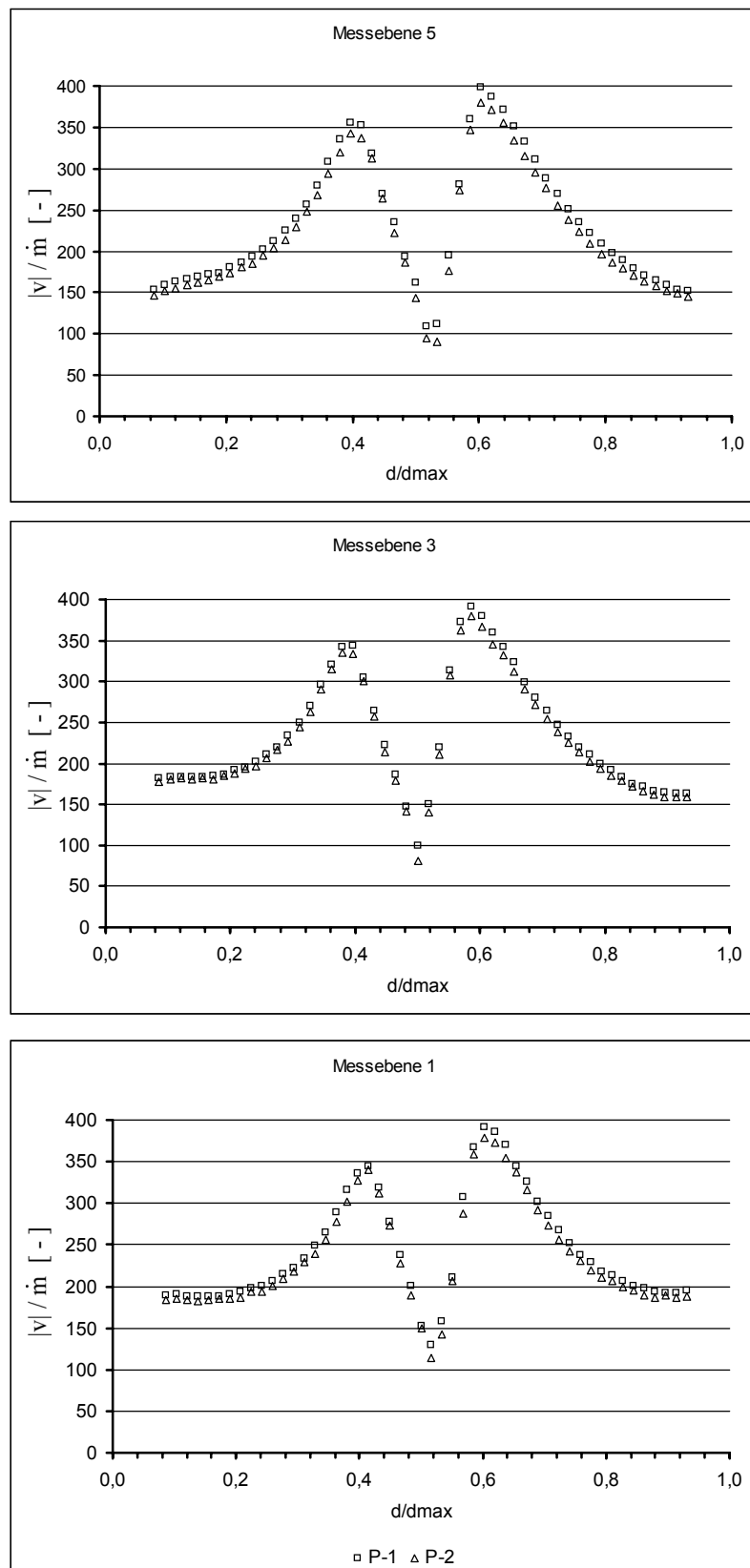


Abbildung 1: Primärluftfahrweise mit unterschiedlichen Massenströmen, normiert, ( $|v|$ )

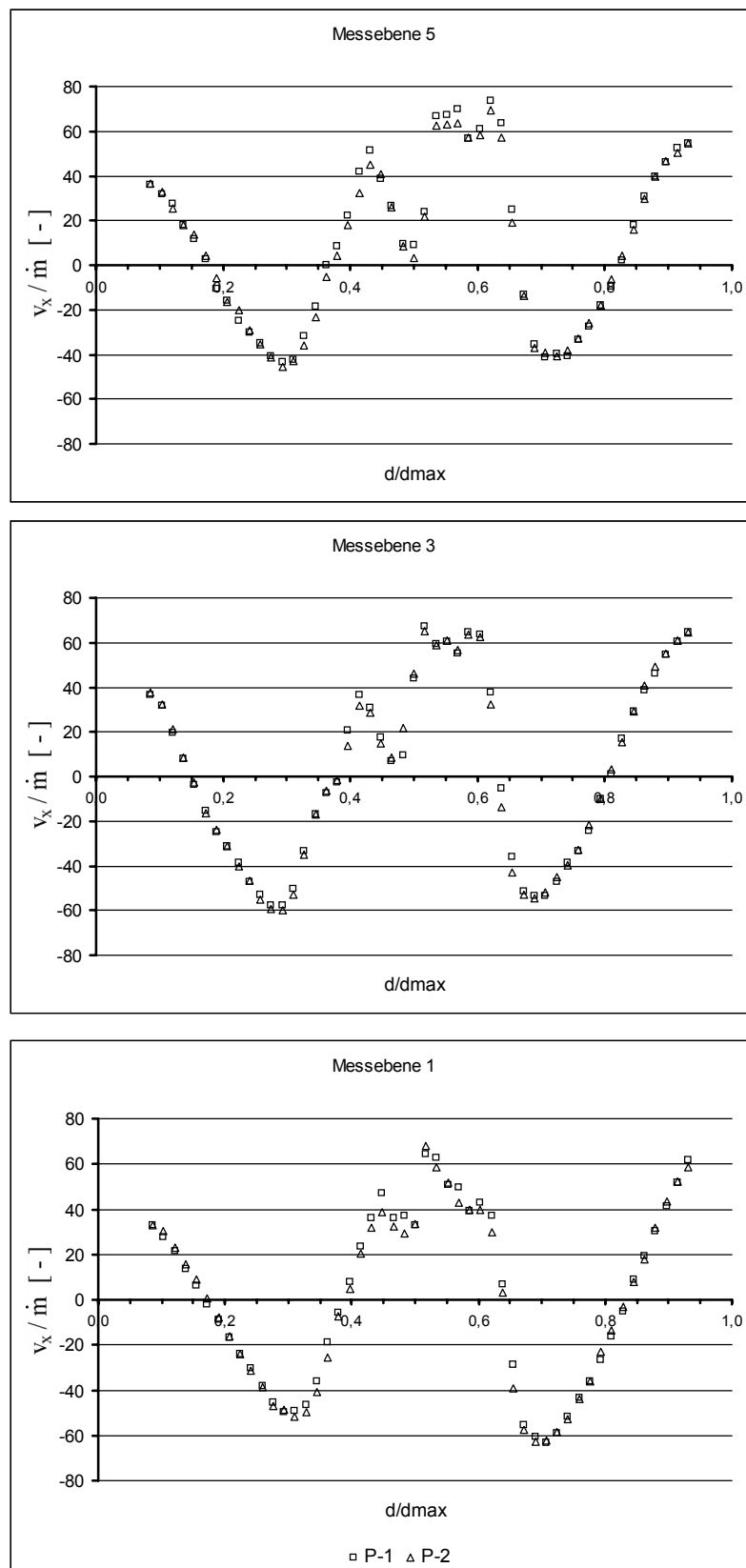
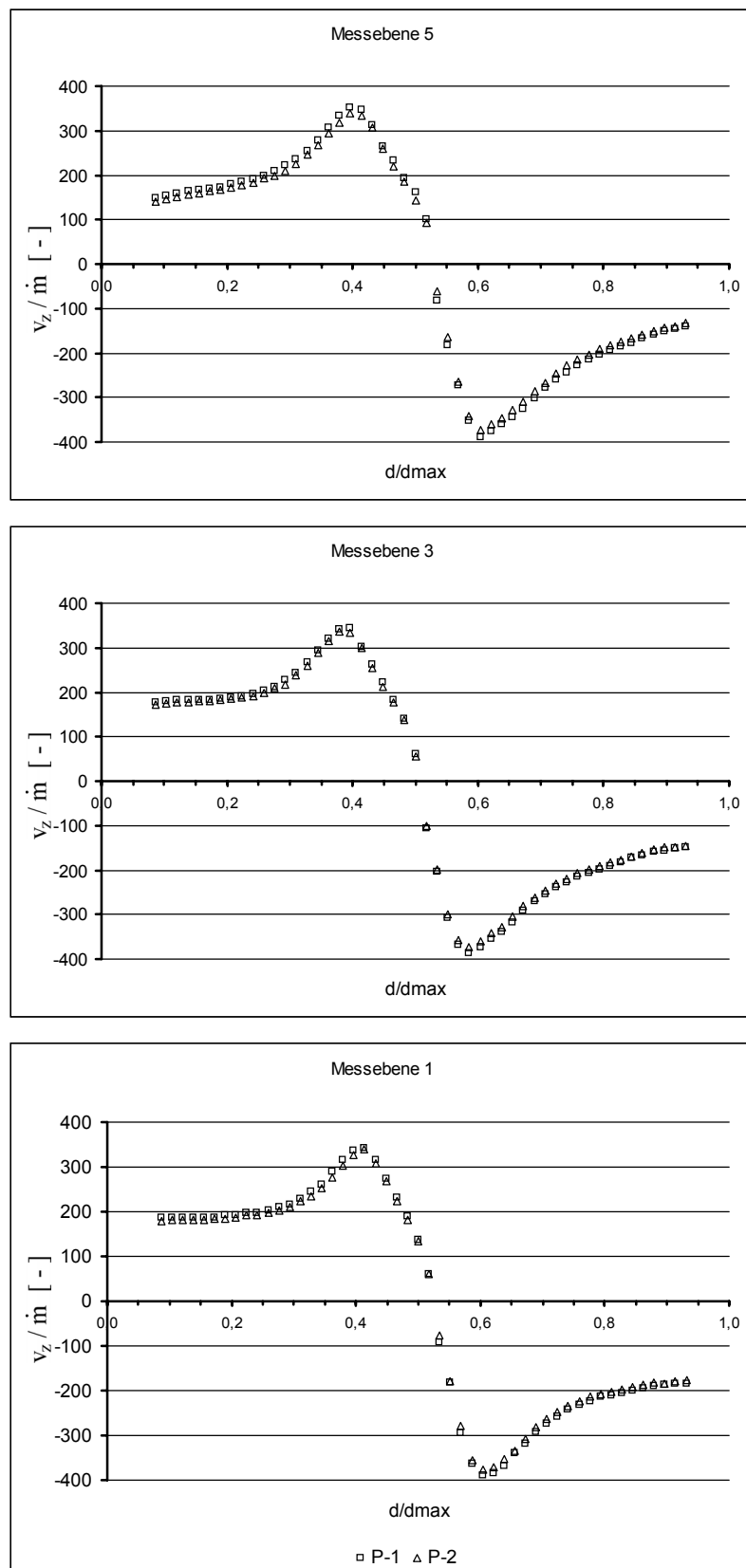
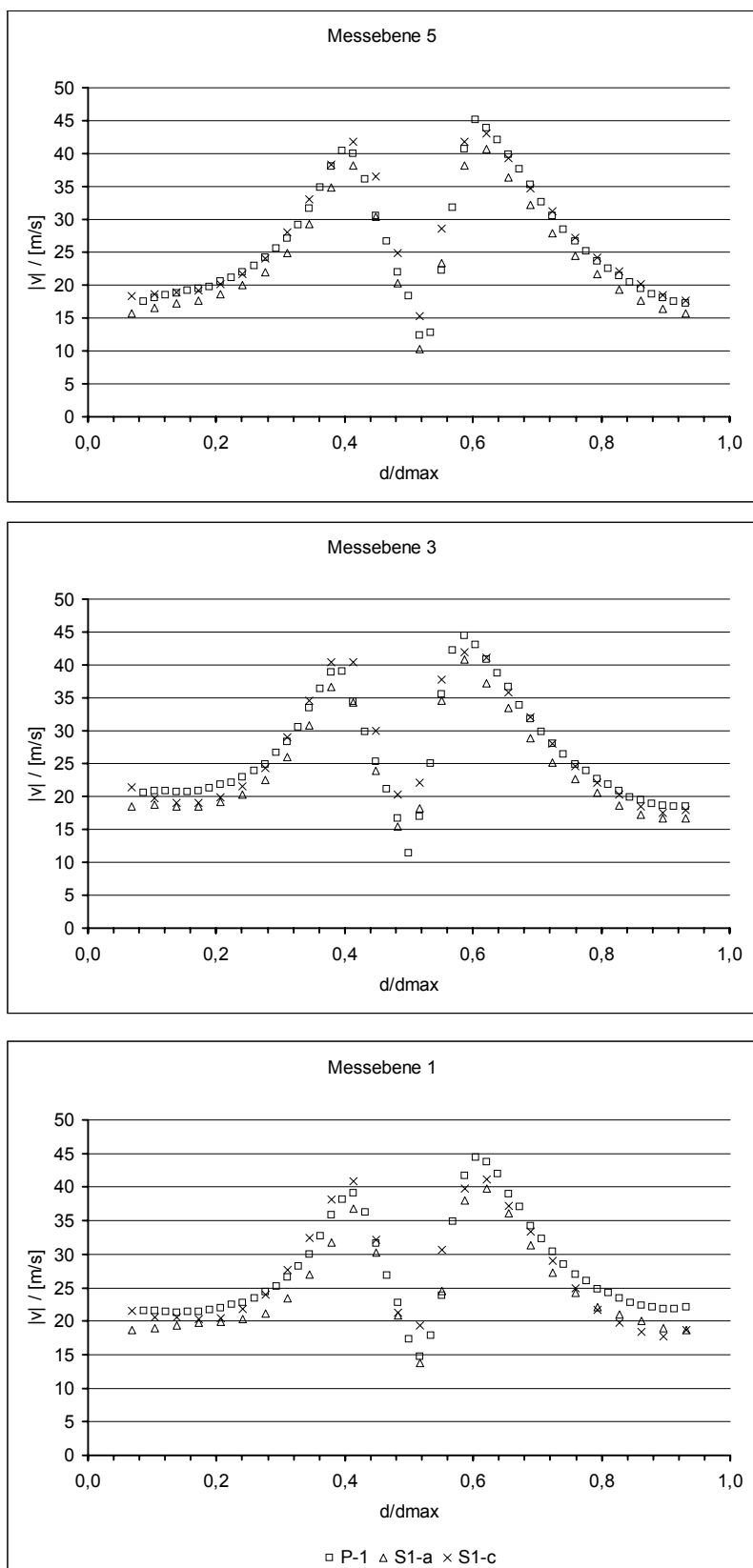
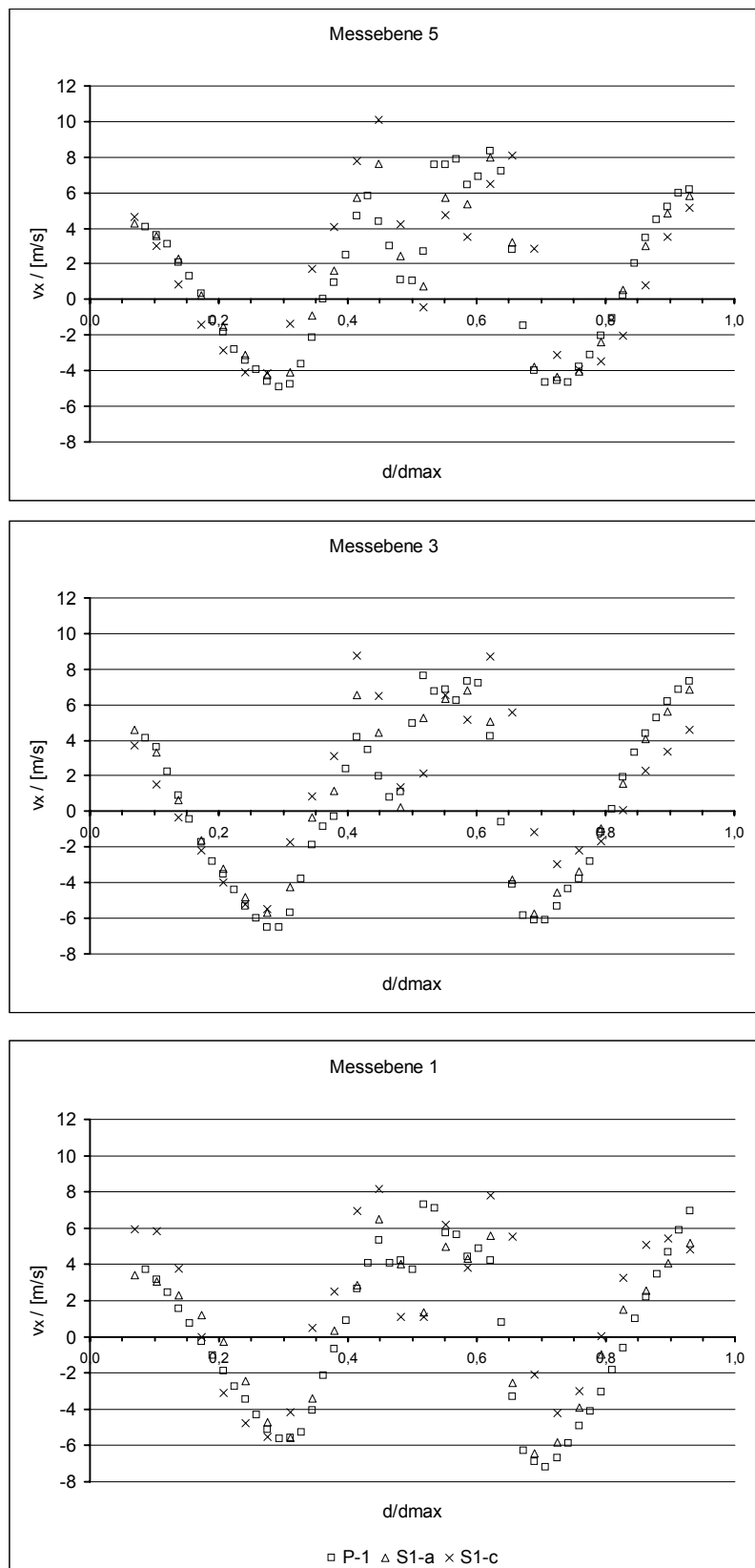


Abbildung 2: Primärluftfahrweise mit unterschiedlichen Massenströmen, normiert, ( $v_x$ )

Abbildung 3: Primärluftfahrweise mit unterschiedlichen Massenströmen, normiert, ( $v_z$ )



Abbildung 4: Vergleich der Messreihen P-1, S1-a und S1-c ( $|v|$ )

Abbildung 5: Vergleich der Messreihen P-1, S1-a und S1-c ( $v_x$ )

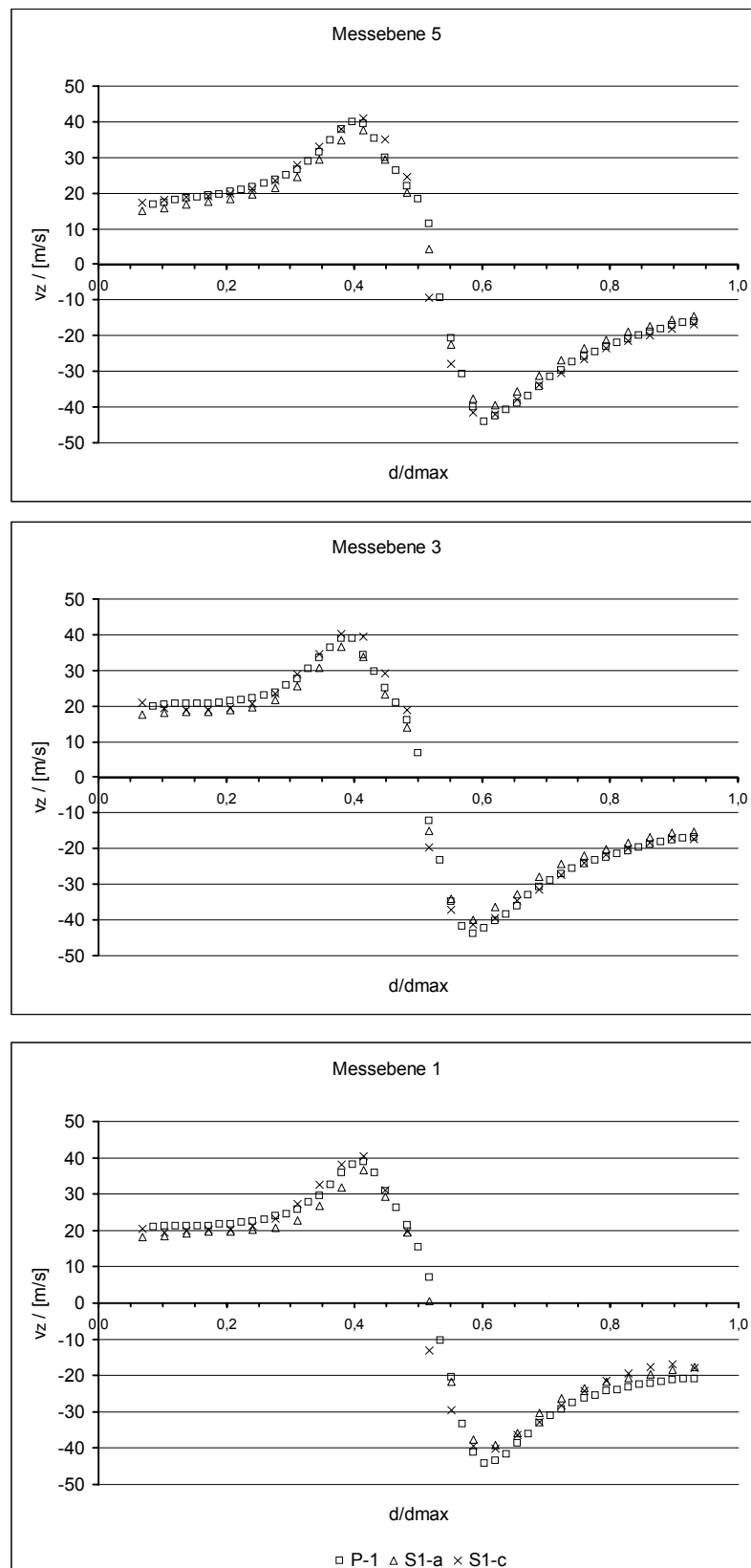


Abbildung 6: Vergleich der Messreihen P-1, S1-a und S1-c ( $v_z$ )

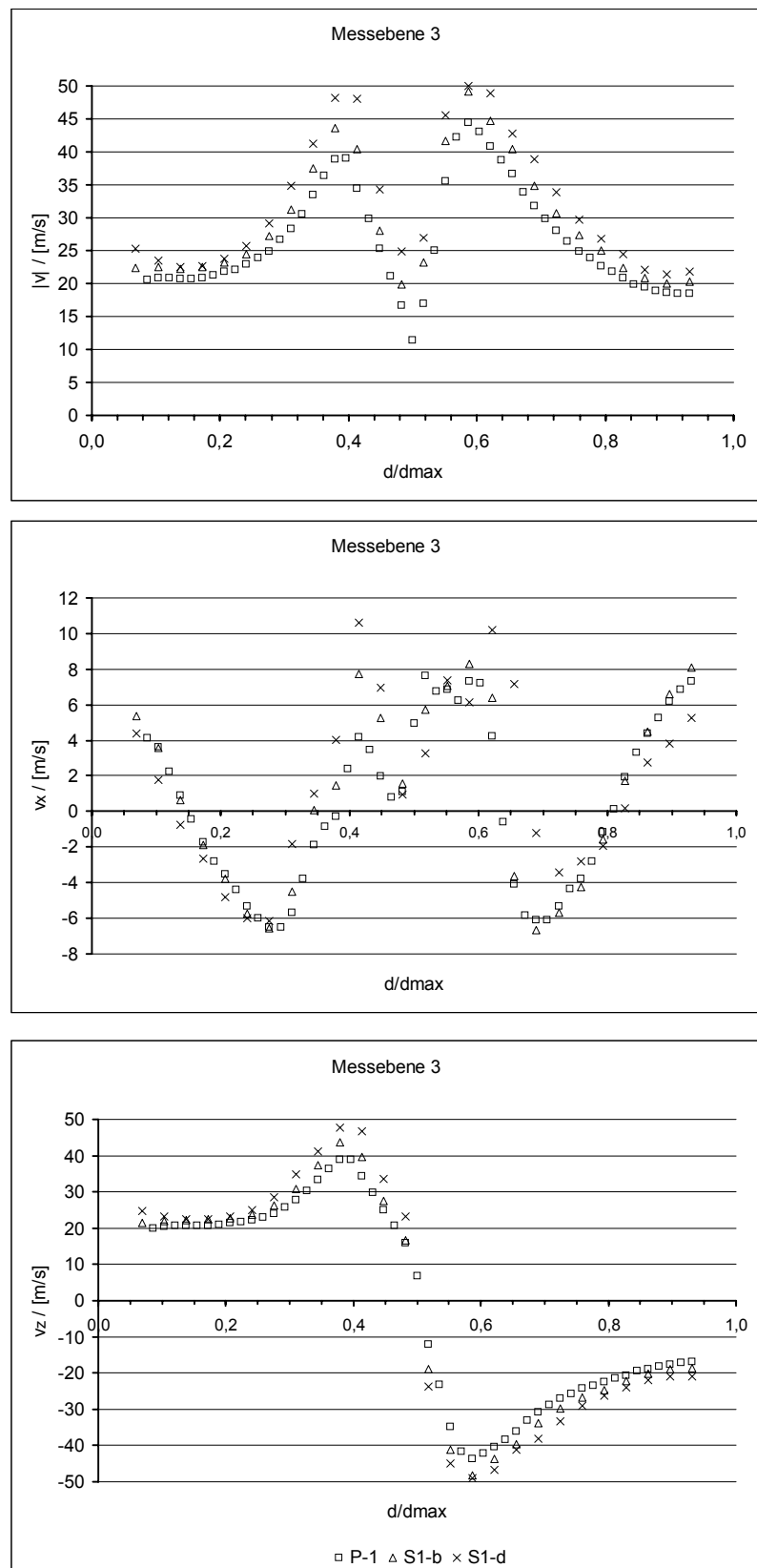


Abbildung 7: Vergleich der Messreihen P-1, S1-b und S1-d

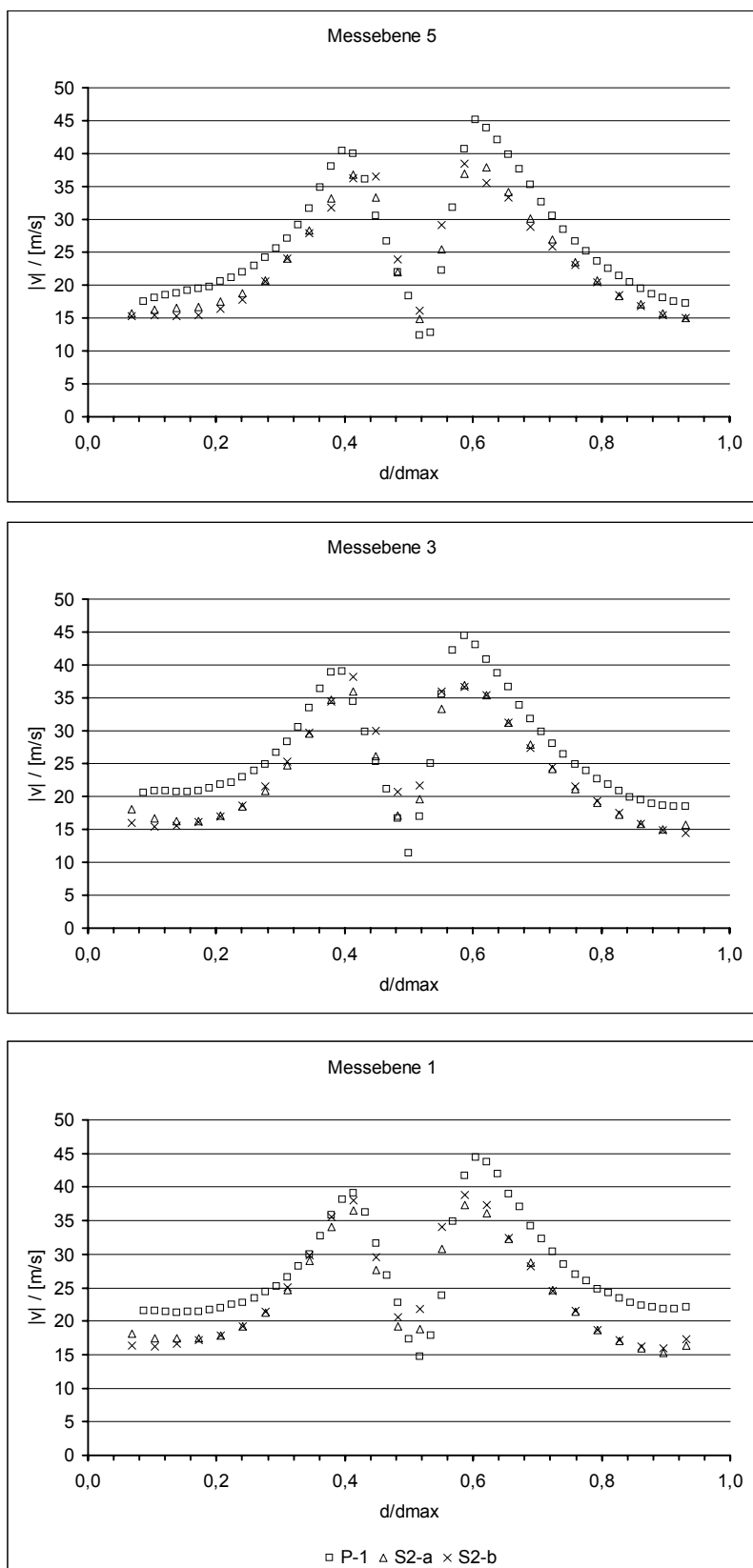
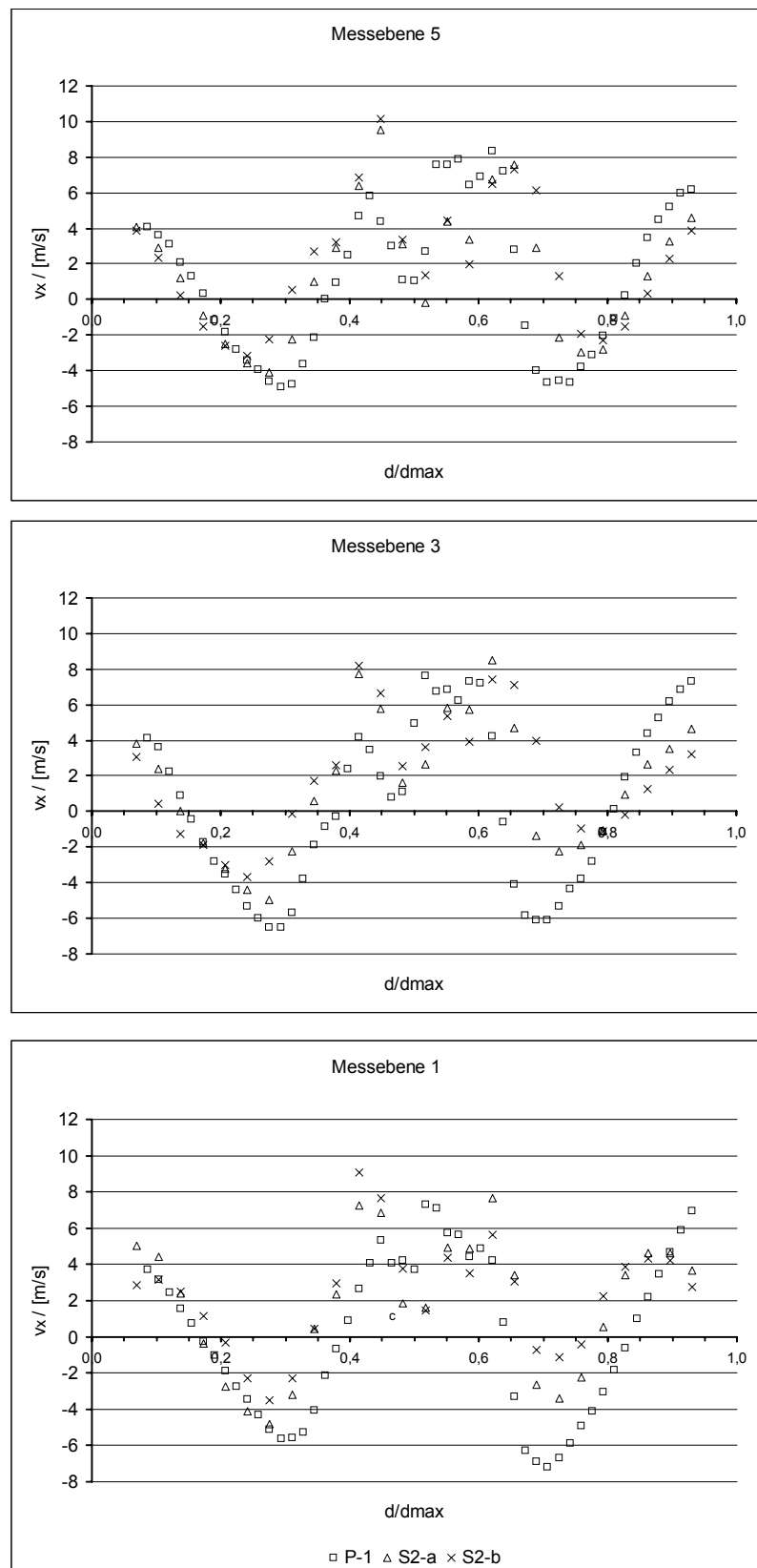
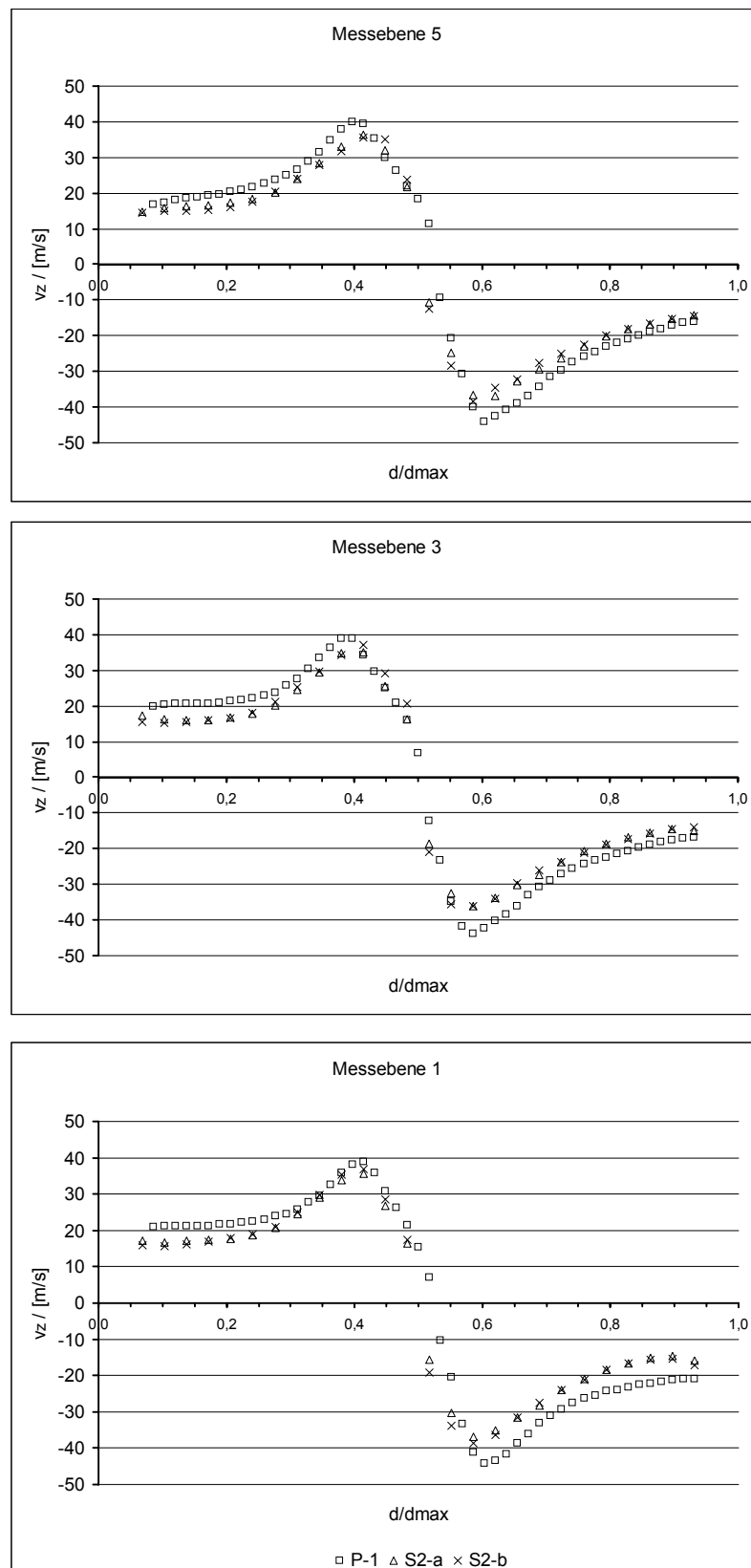


Abbildung 8: Vergleich der Messreihen P-1, S2-a und S2-b ( $|v|$ )

Abbildung 9: Vergleich der Messreihen P-1, S2-a und S2-b ( $v_x$ )


Abbildung 10: Vergleich der Messreihen P-1, S2-a und S2-b ( $v_z$ )

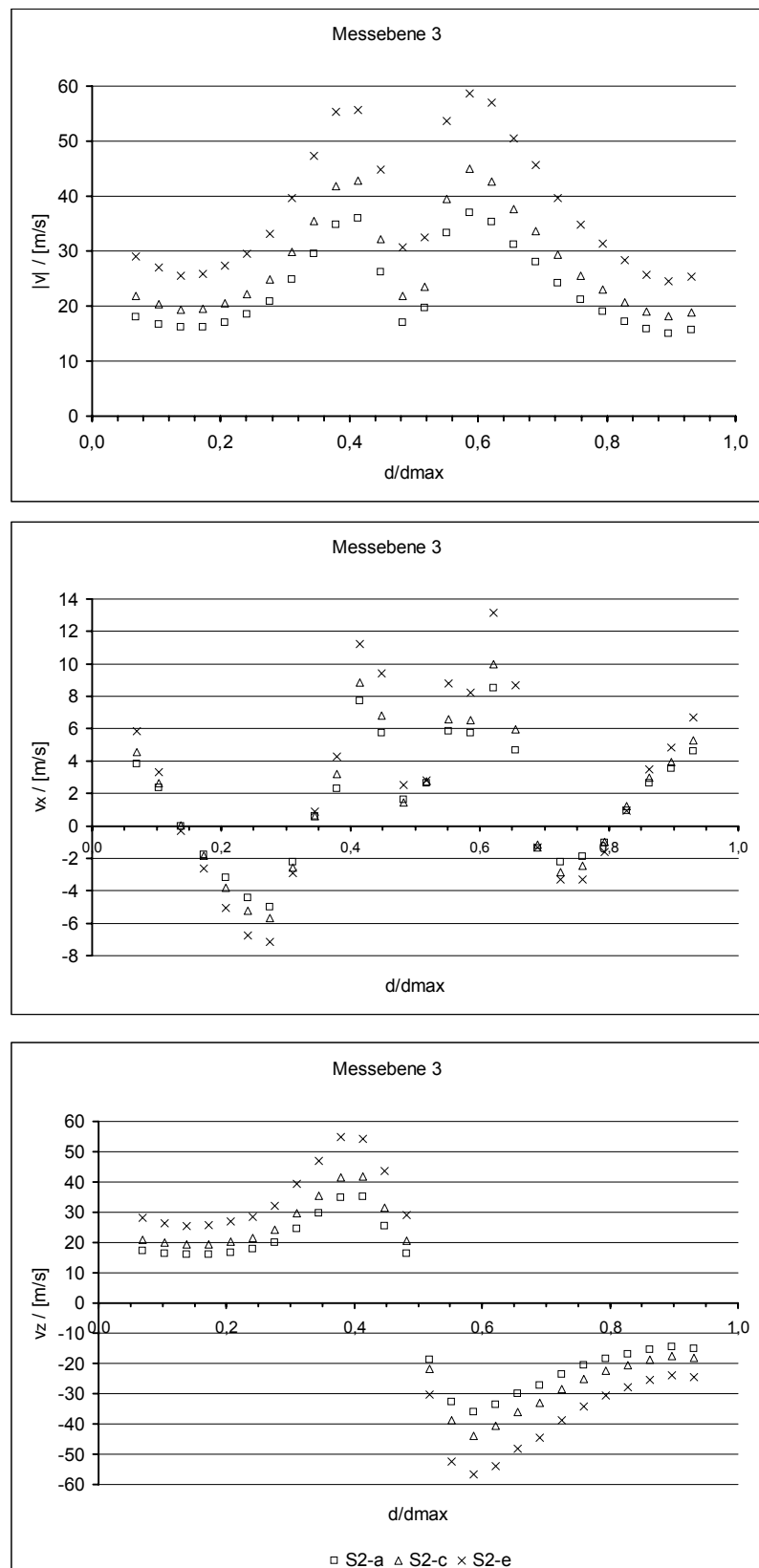
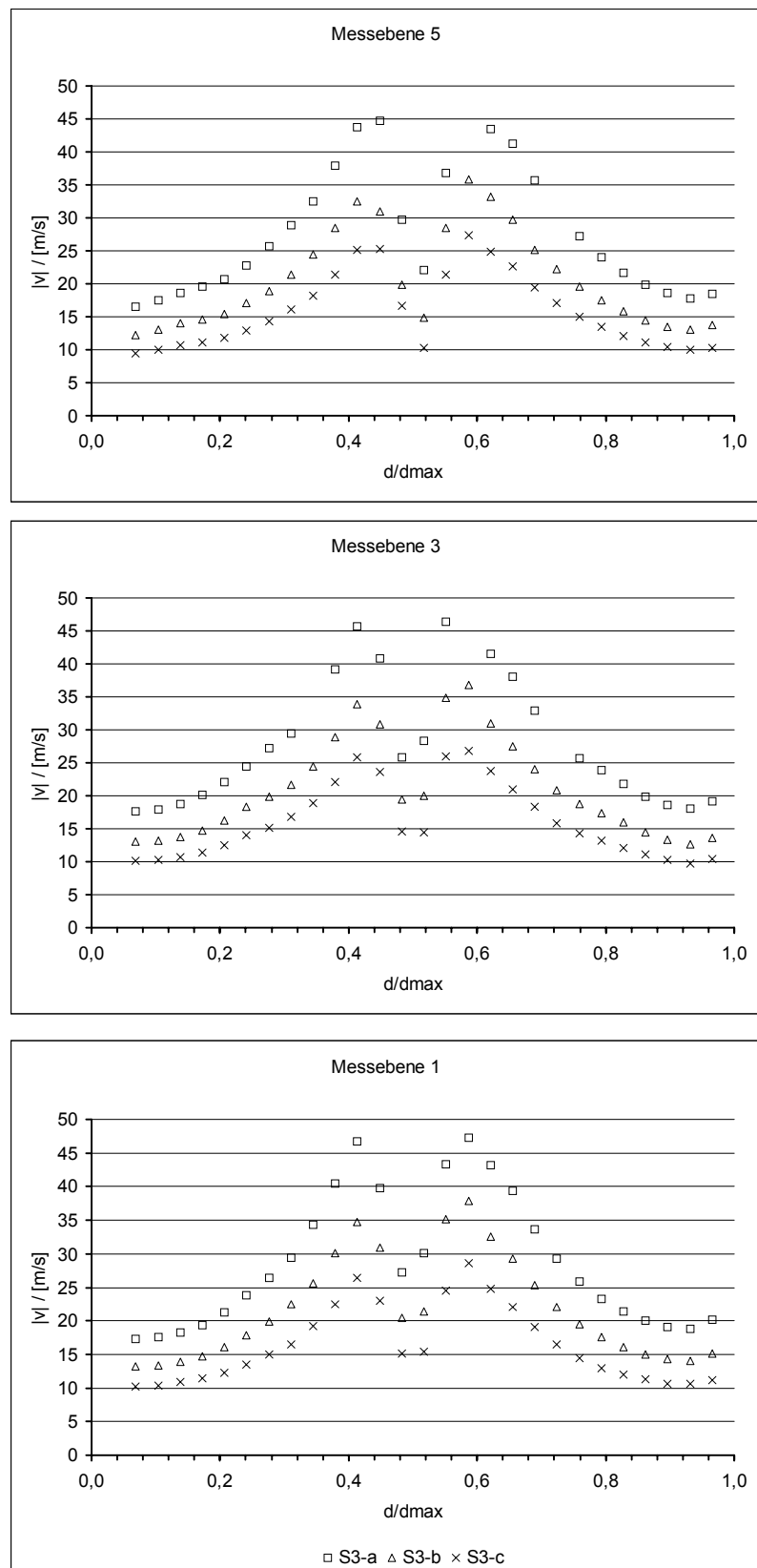
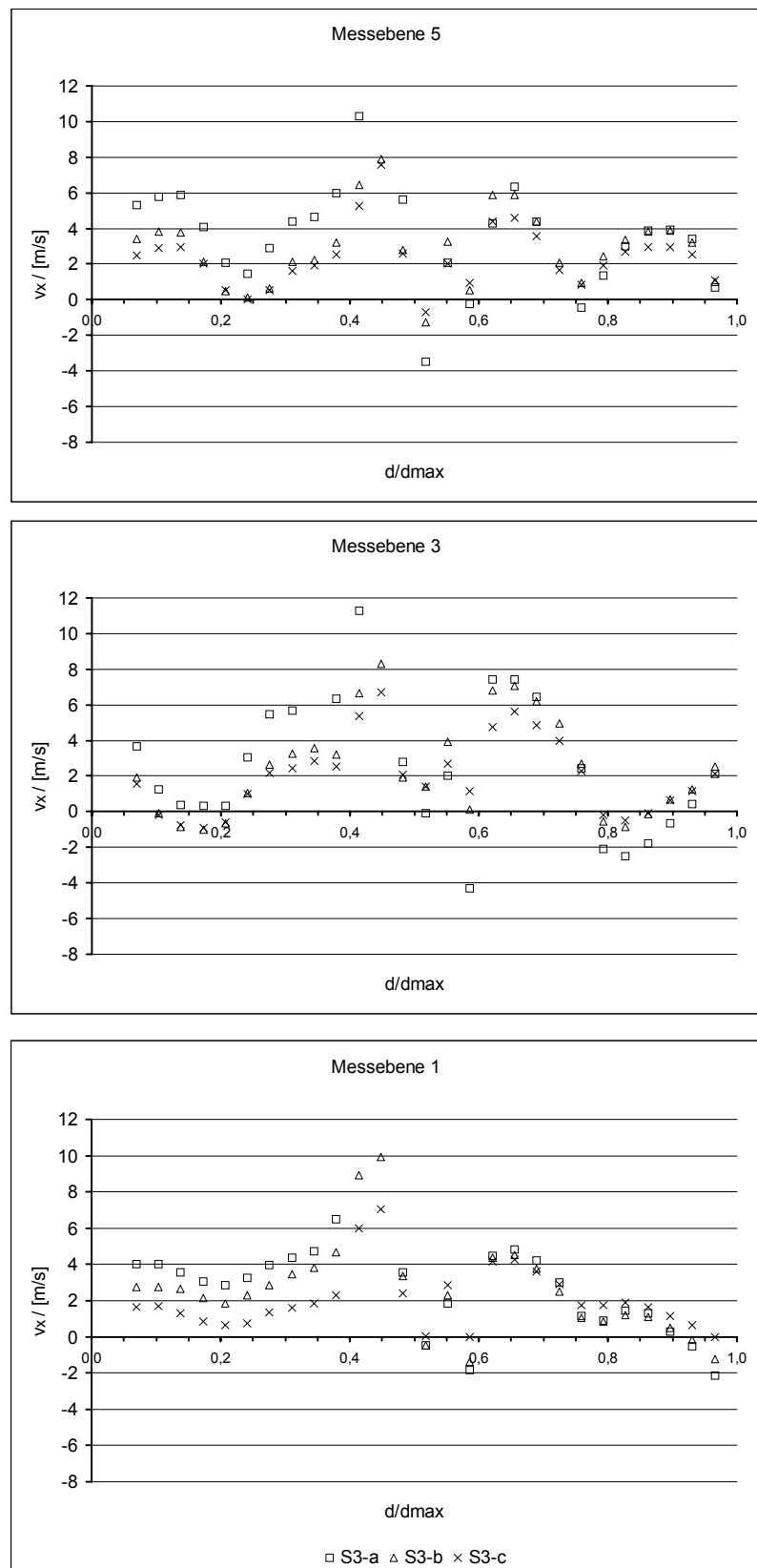


Abbildung 11: Vergleich der Messreihen S2-a, S2-c und S2-e



Abbildung 12: Vergleich der Messreihen S3-a, S3-b und S3-c ( $|v|$ )

Abbildung 13: Vergleich der Messreihen S3-a, S3-b und S3-c ( $v_x$ )

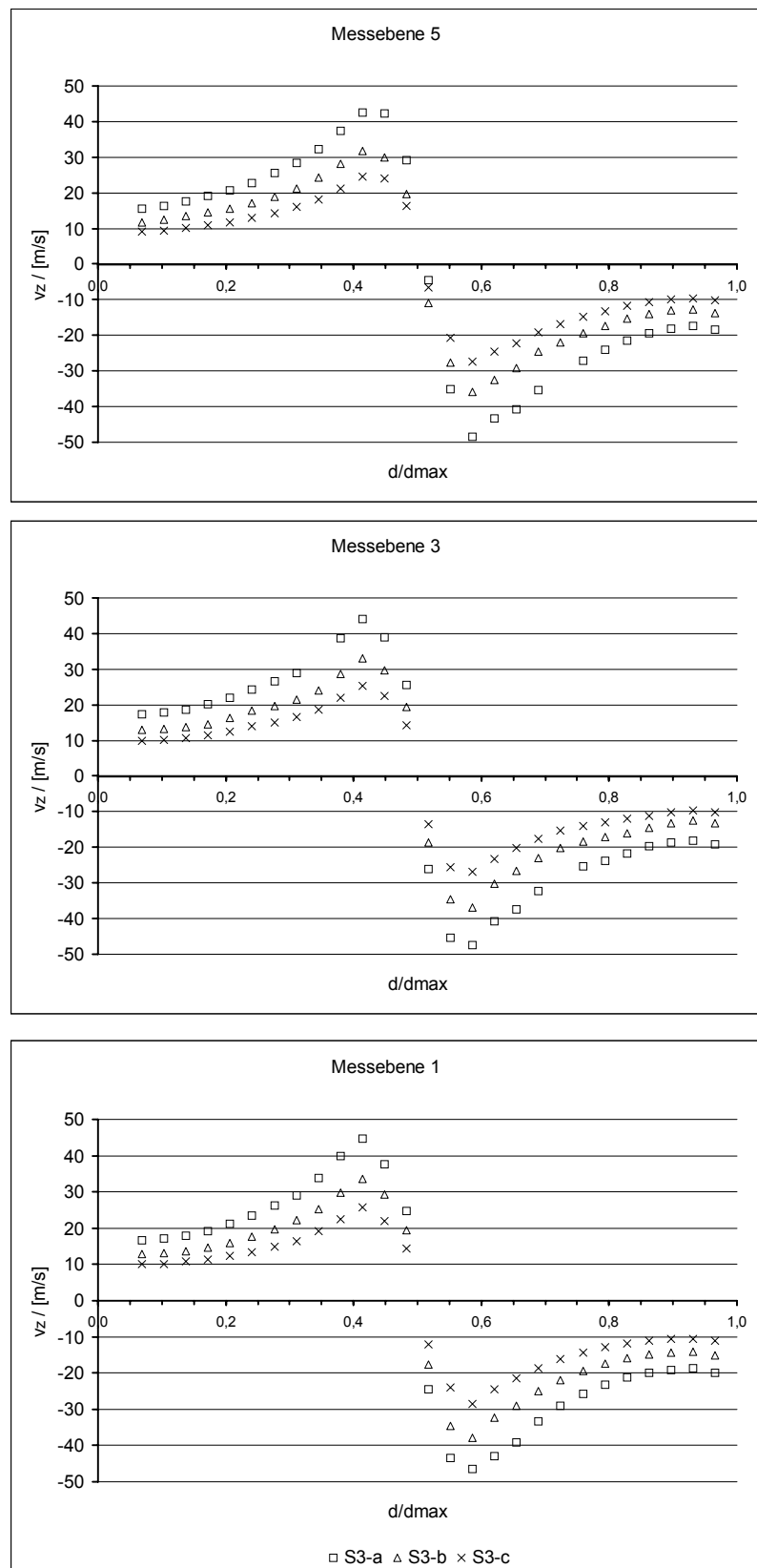
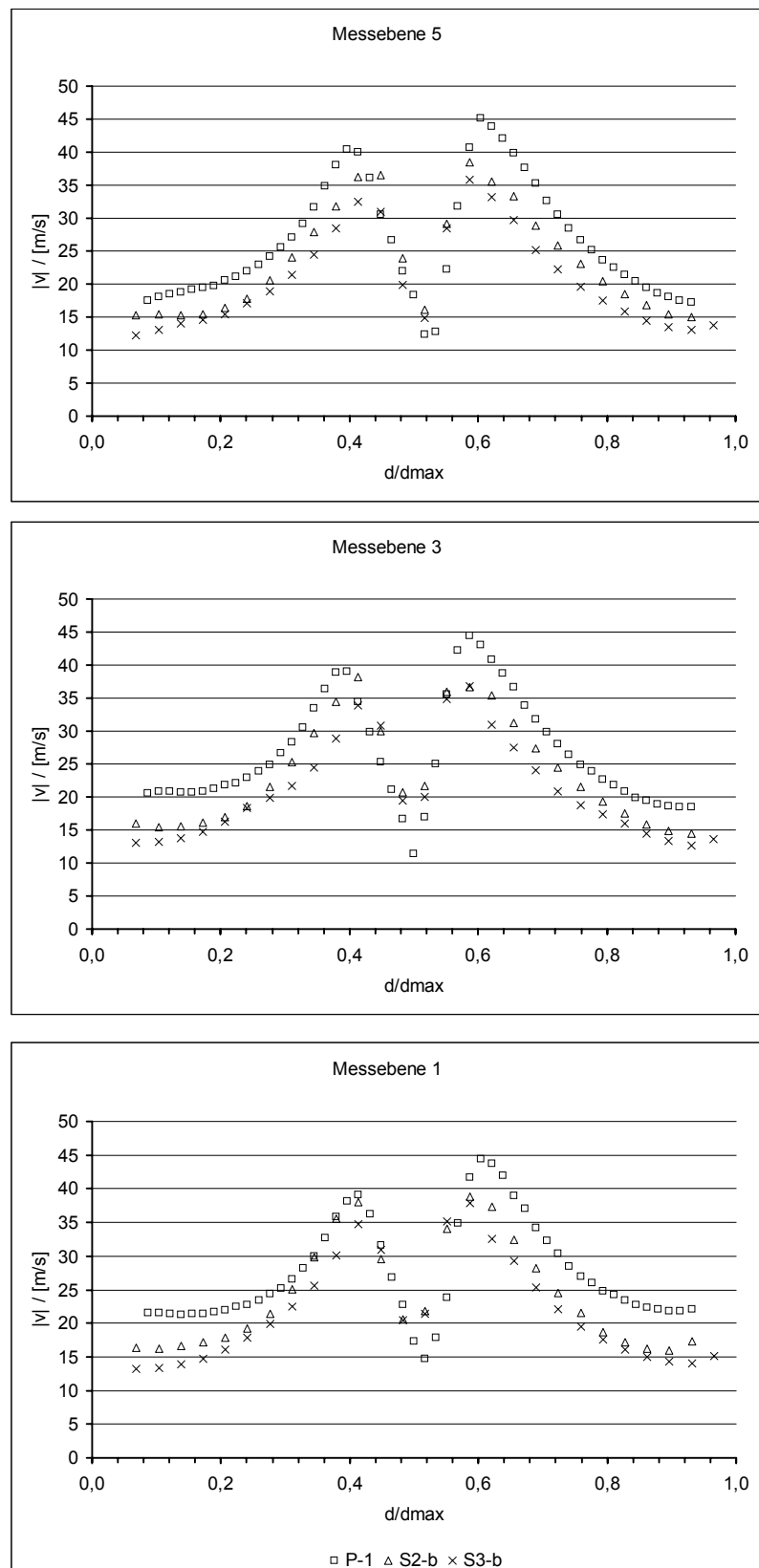


Abbildung 14: Vergleich der Messreihen S3-a, S3-b und S3-c ( $v_z$ )

Abbildung 15: Vergleich der Messreihen P-1, S2-b und S3-b ( $|v|$ )

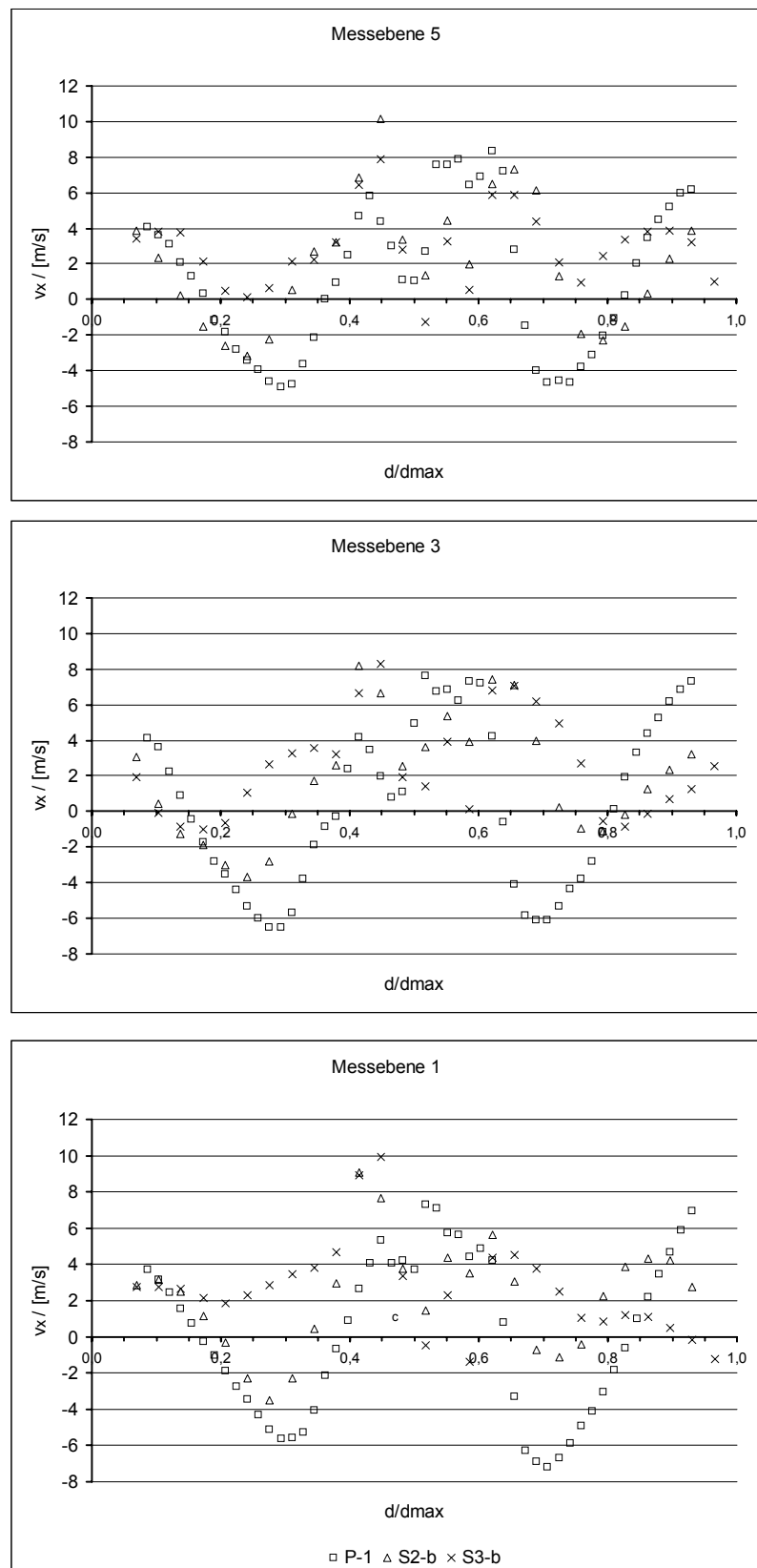
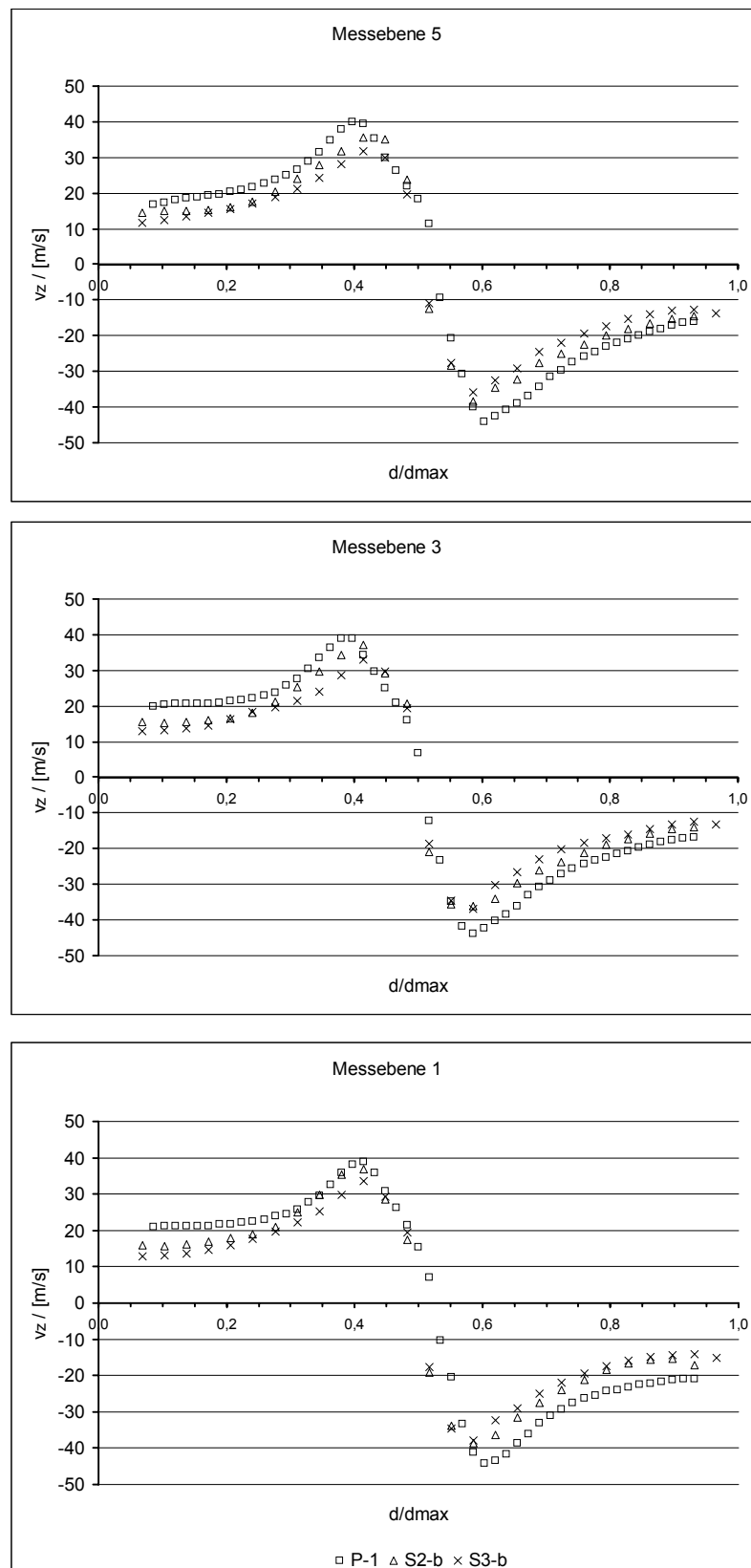
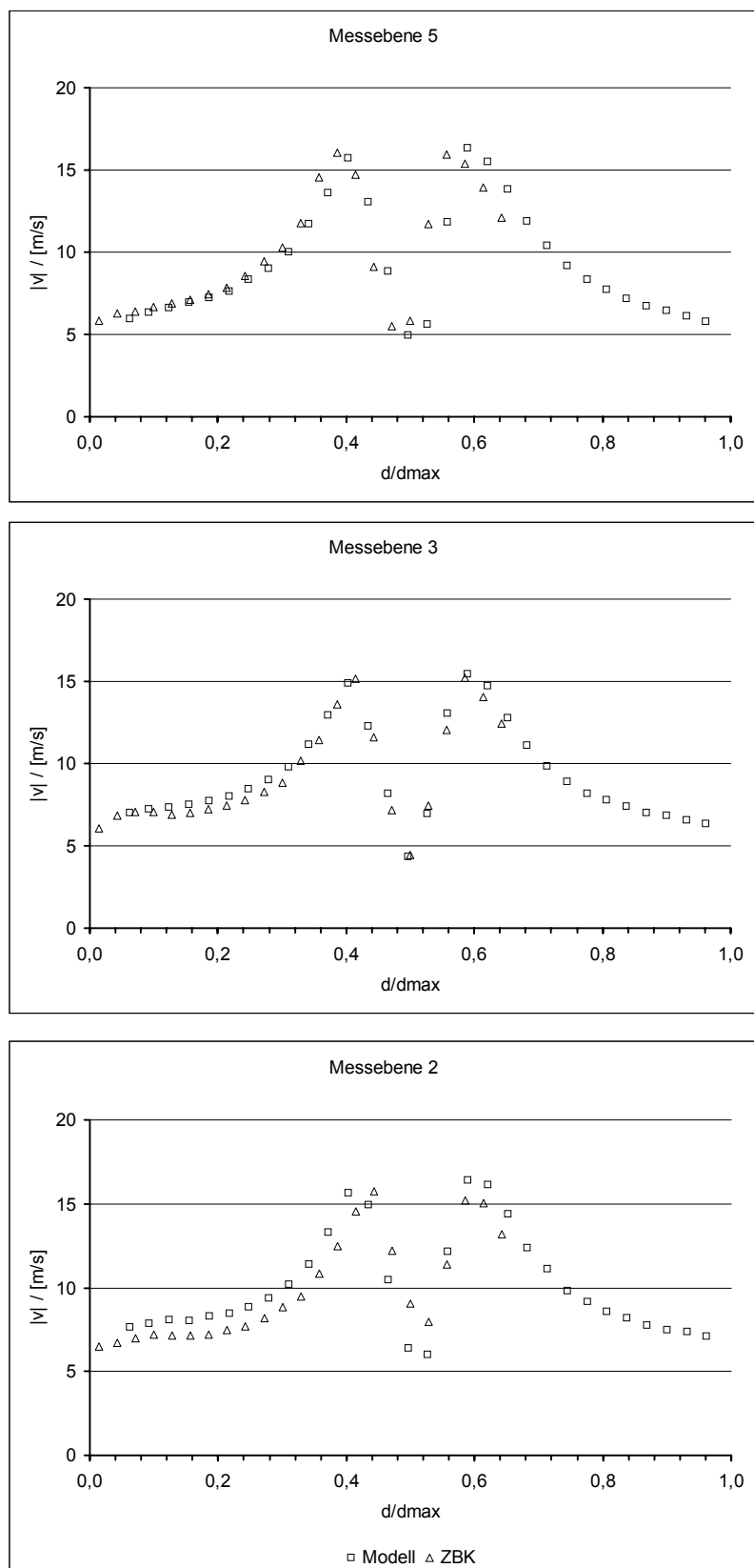
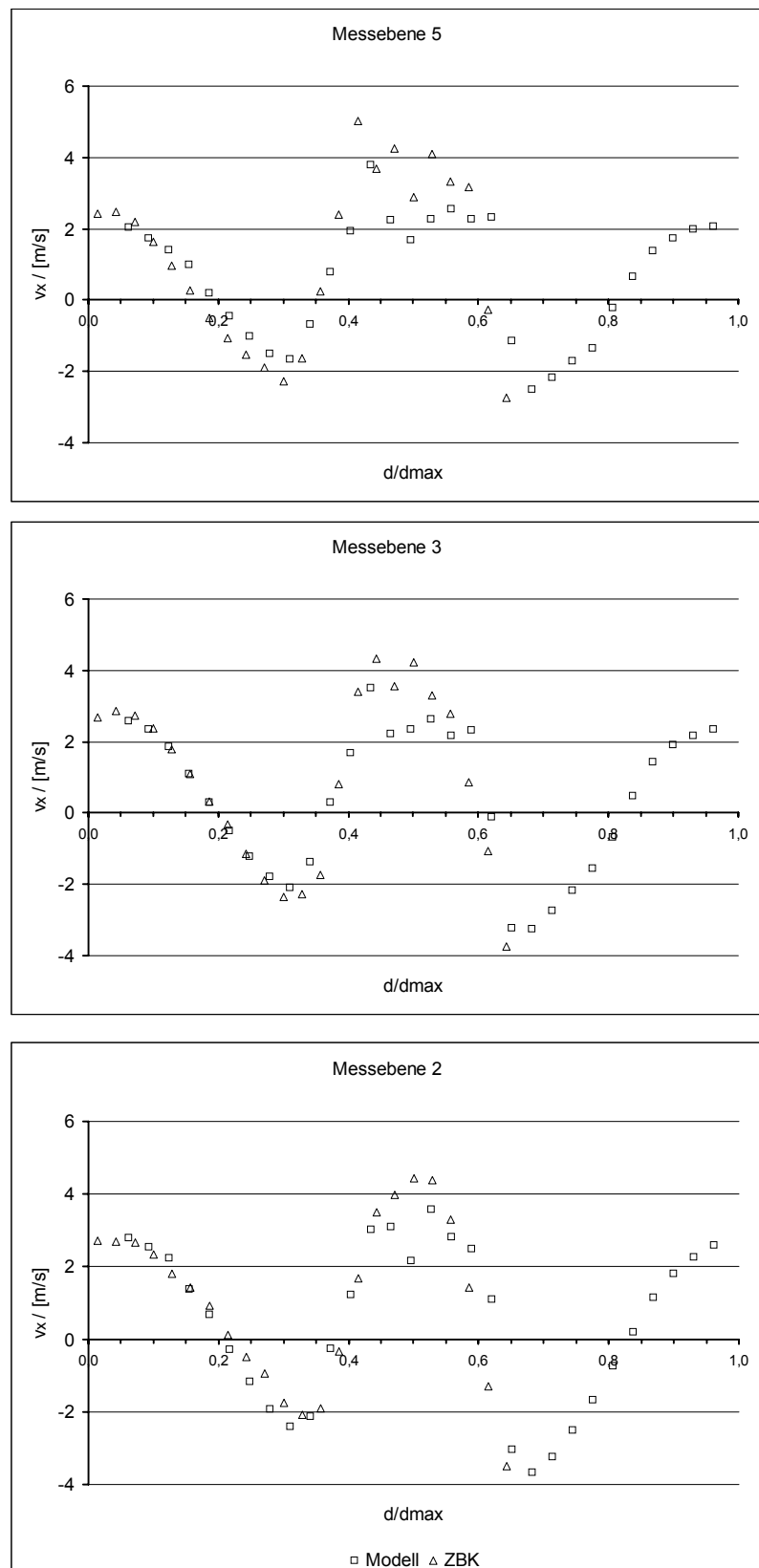


Abbildung 16: Vergleich der Messreihen P-1, S2-b und S3-b ( $v_x$ )

Abbildung 17: Vergleich der Messreihen P-1, S2-b und S3-b ( $v_z$ )


Abbildung 18: Vergleich der Messungen an ZBK und Modell ( $|v|$ )

Abbildung 19: Vergleich der Messungen an ZBK und Modell ( $v_x$ )



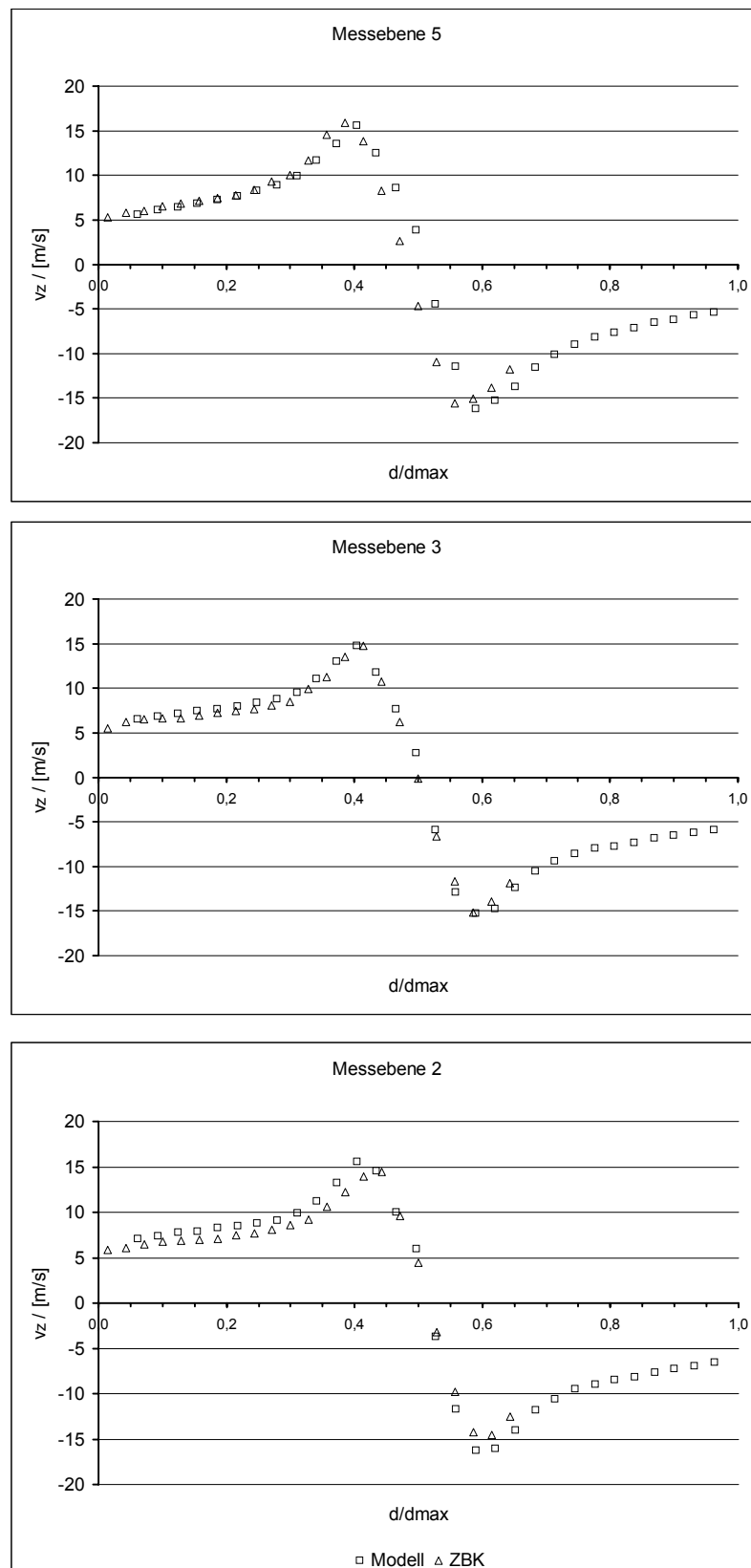


Abbildung 20: Vergleich der Messungen an ZBK und Modell ( $v_z$ )

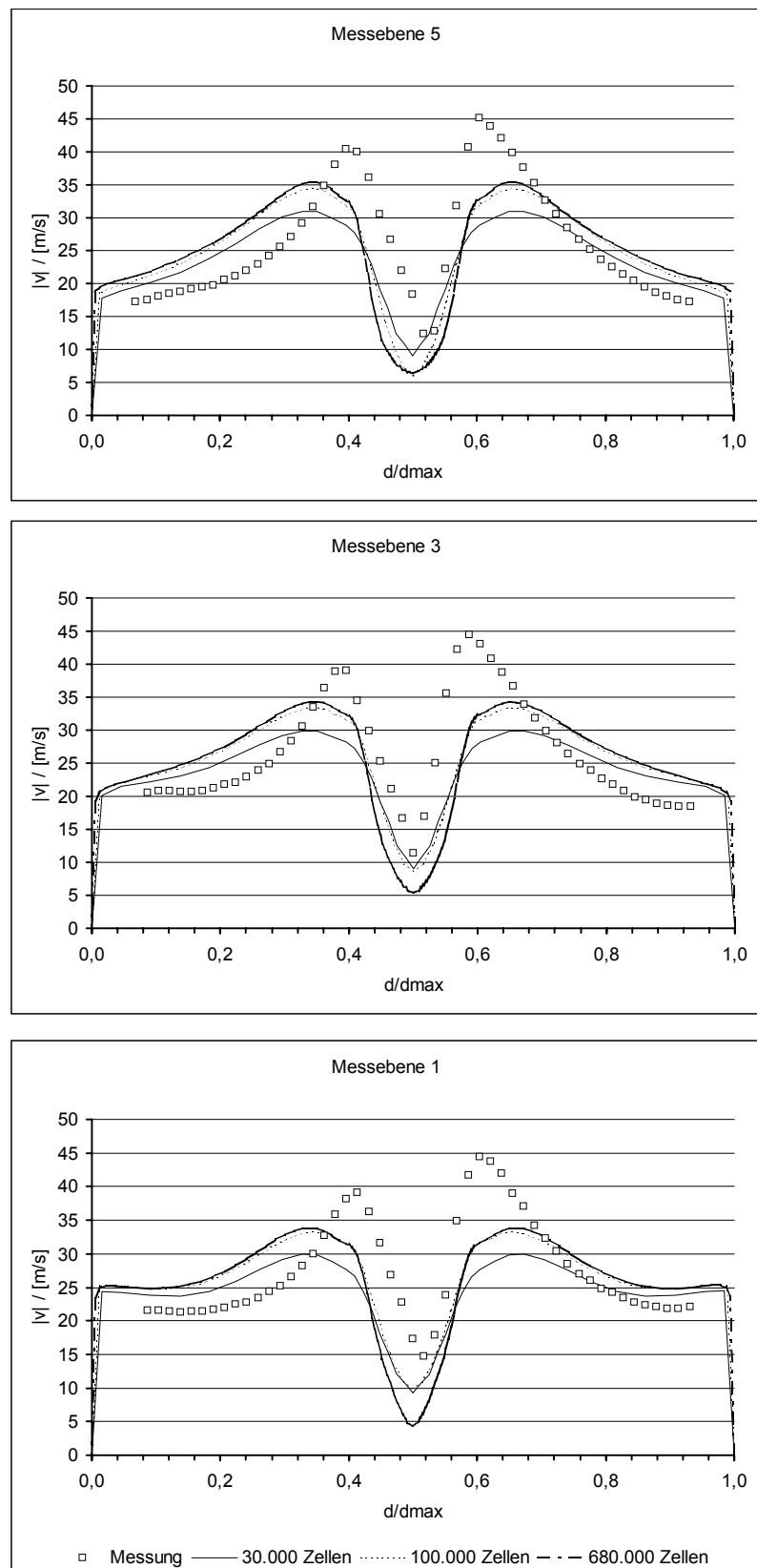


Abbildung 21: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Gittergröße ( $|v|$ )

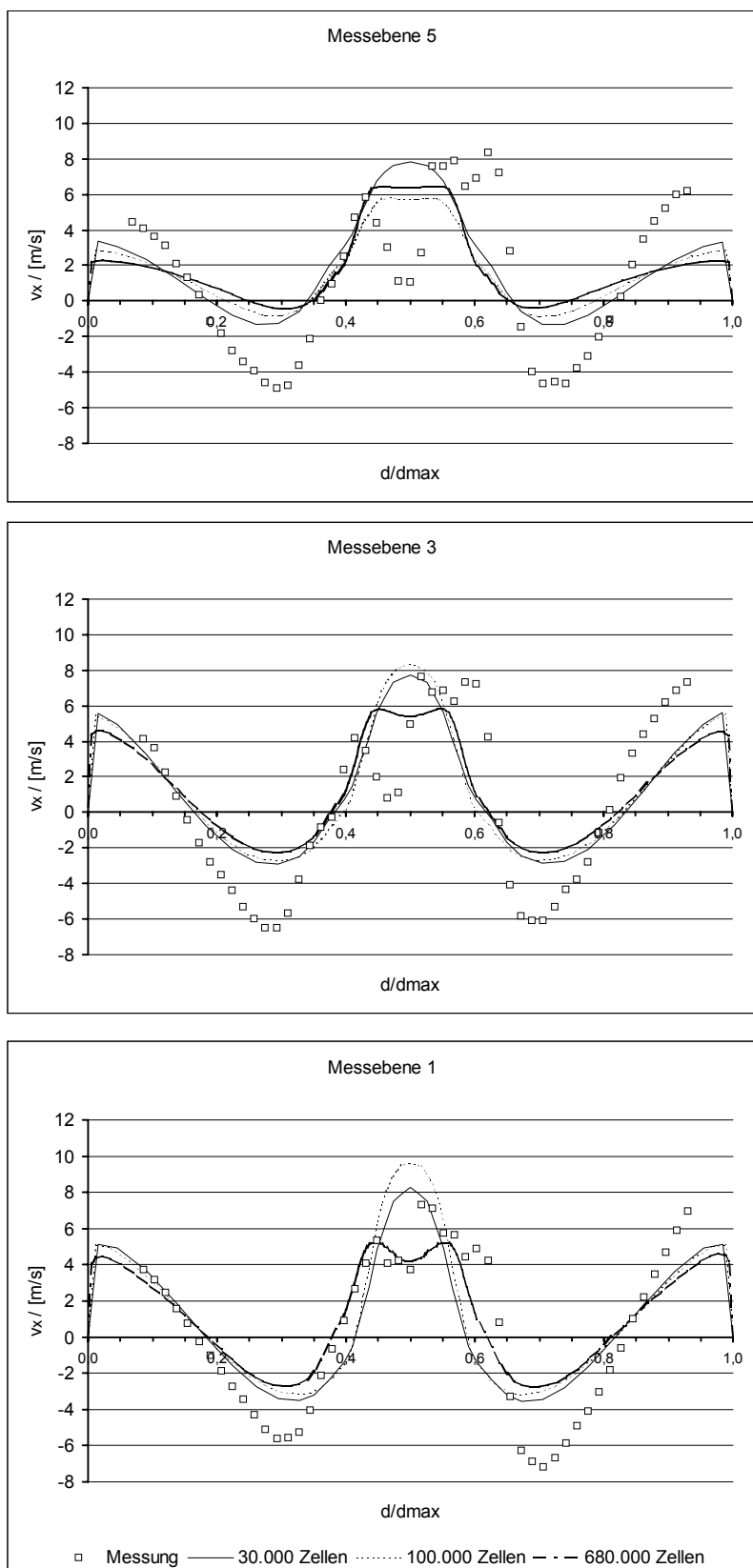
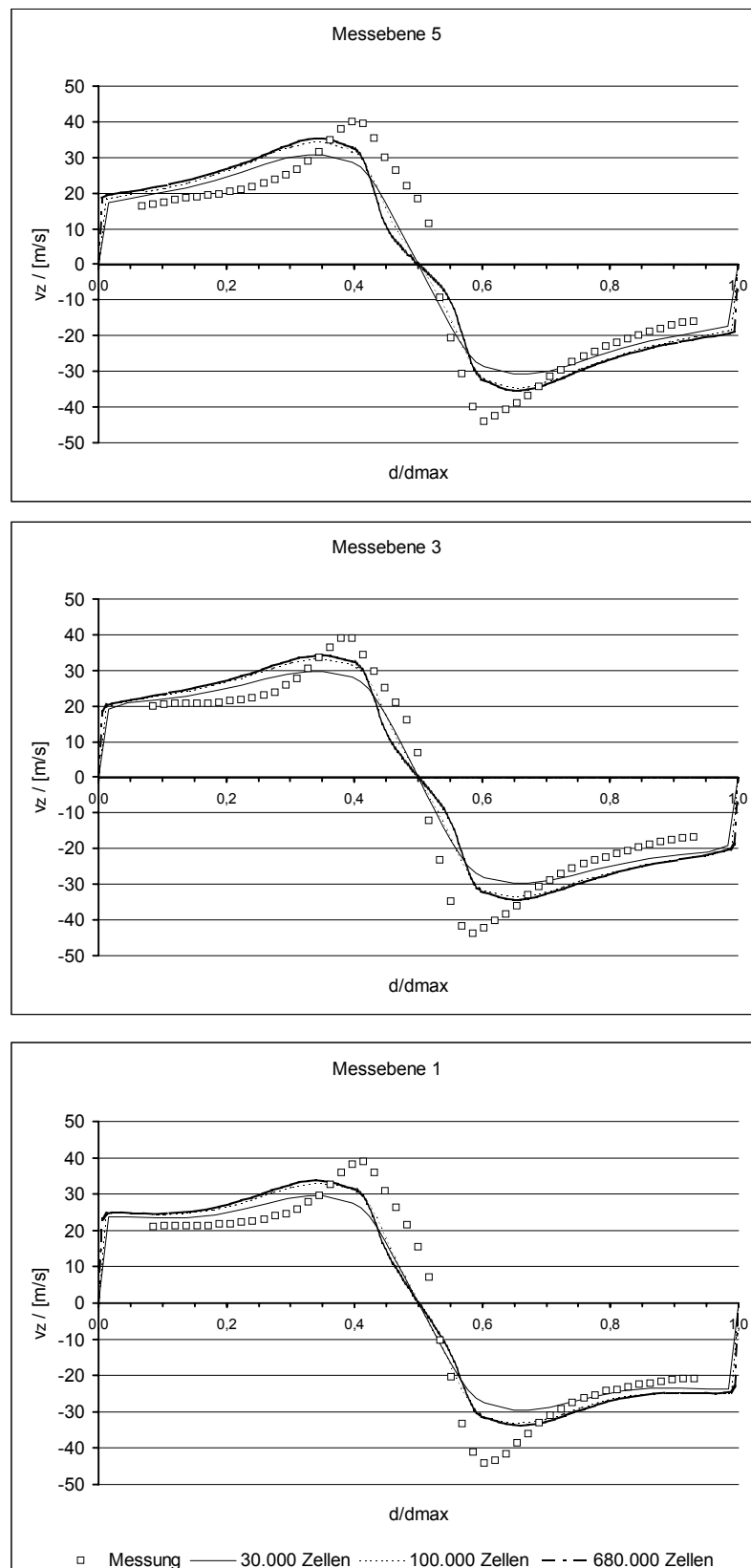


Abbildung 22: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Gittergröße ( $v_x$ )

Abbildung 23: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Gittergröße ( $v_z$ )

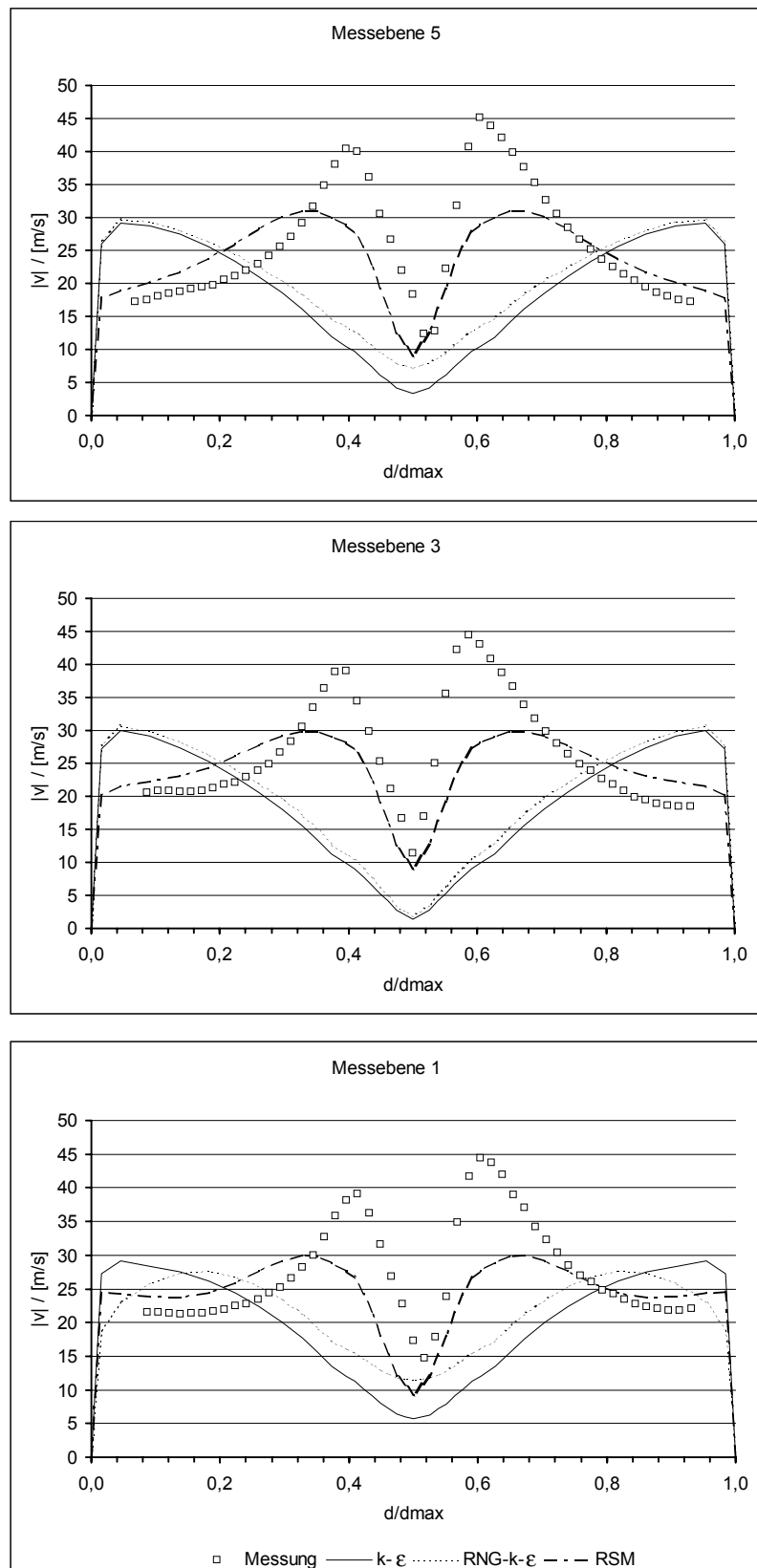
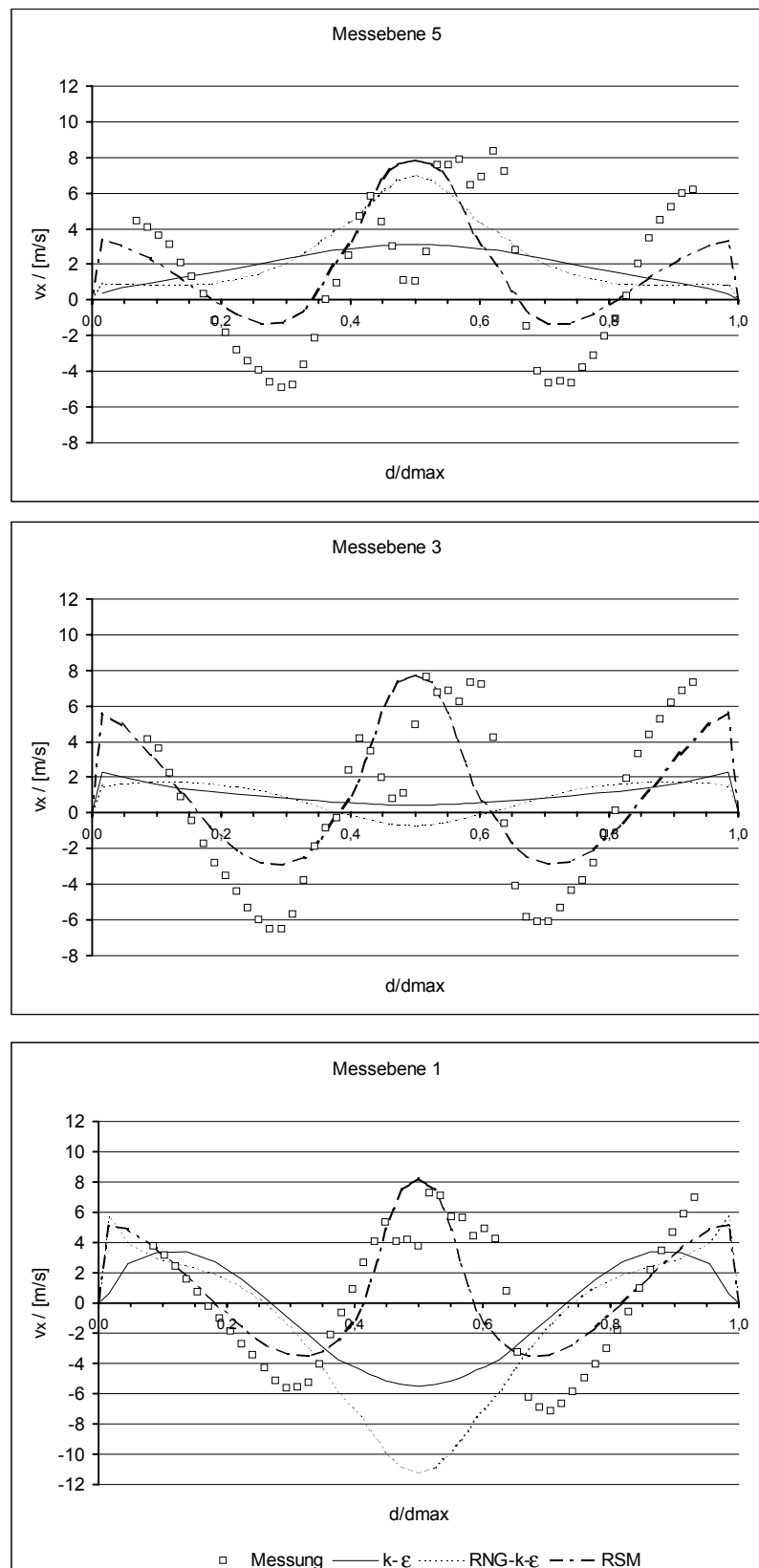
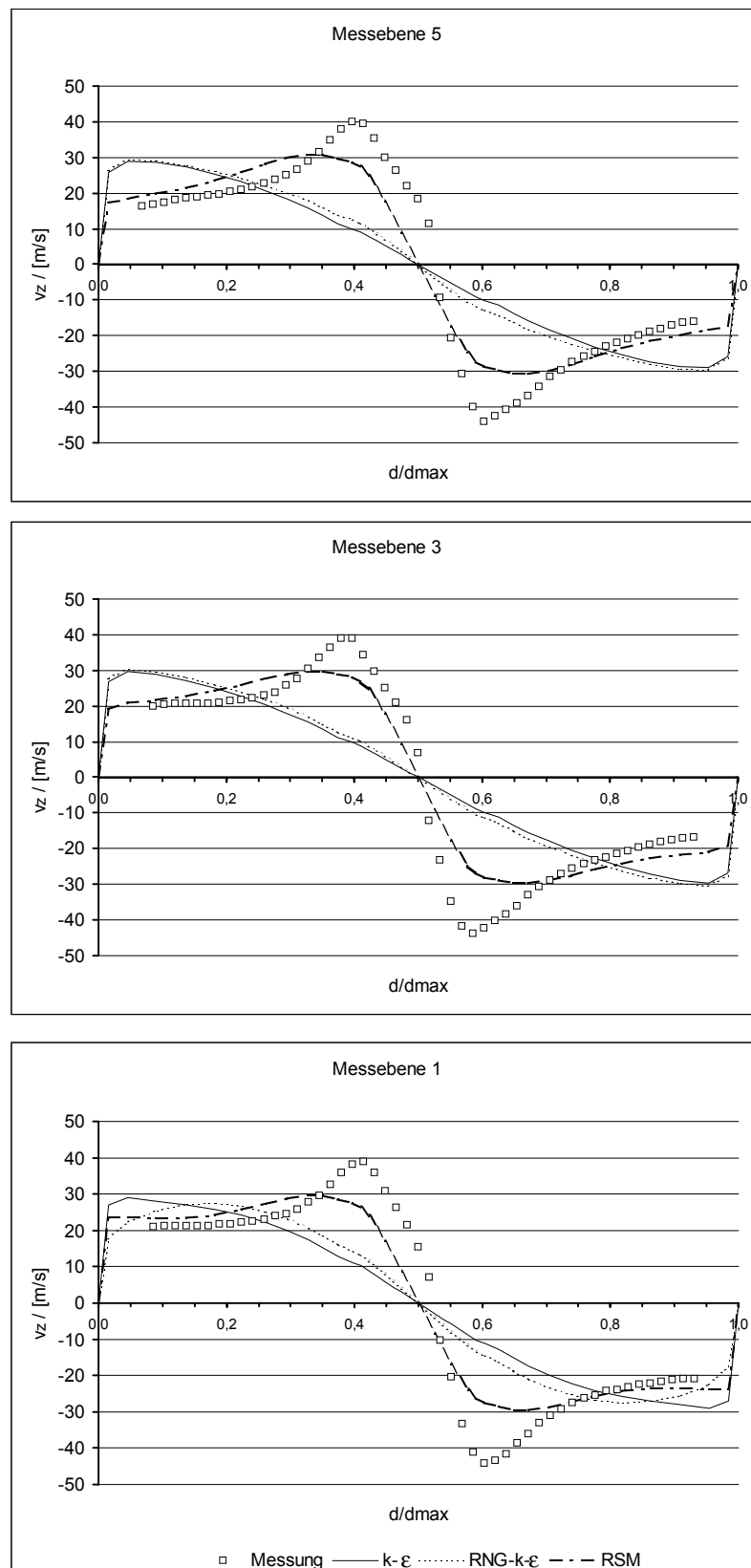
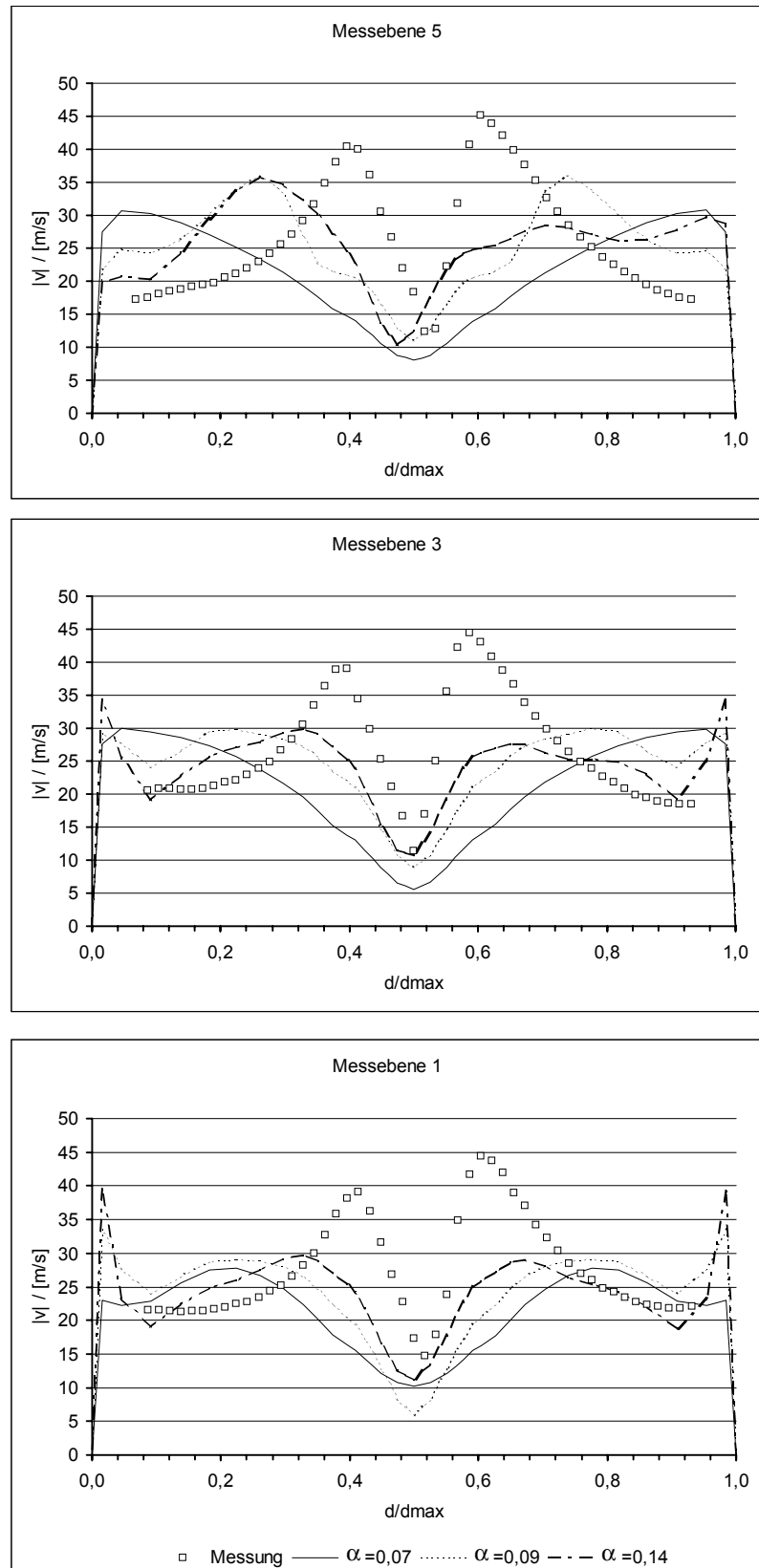


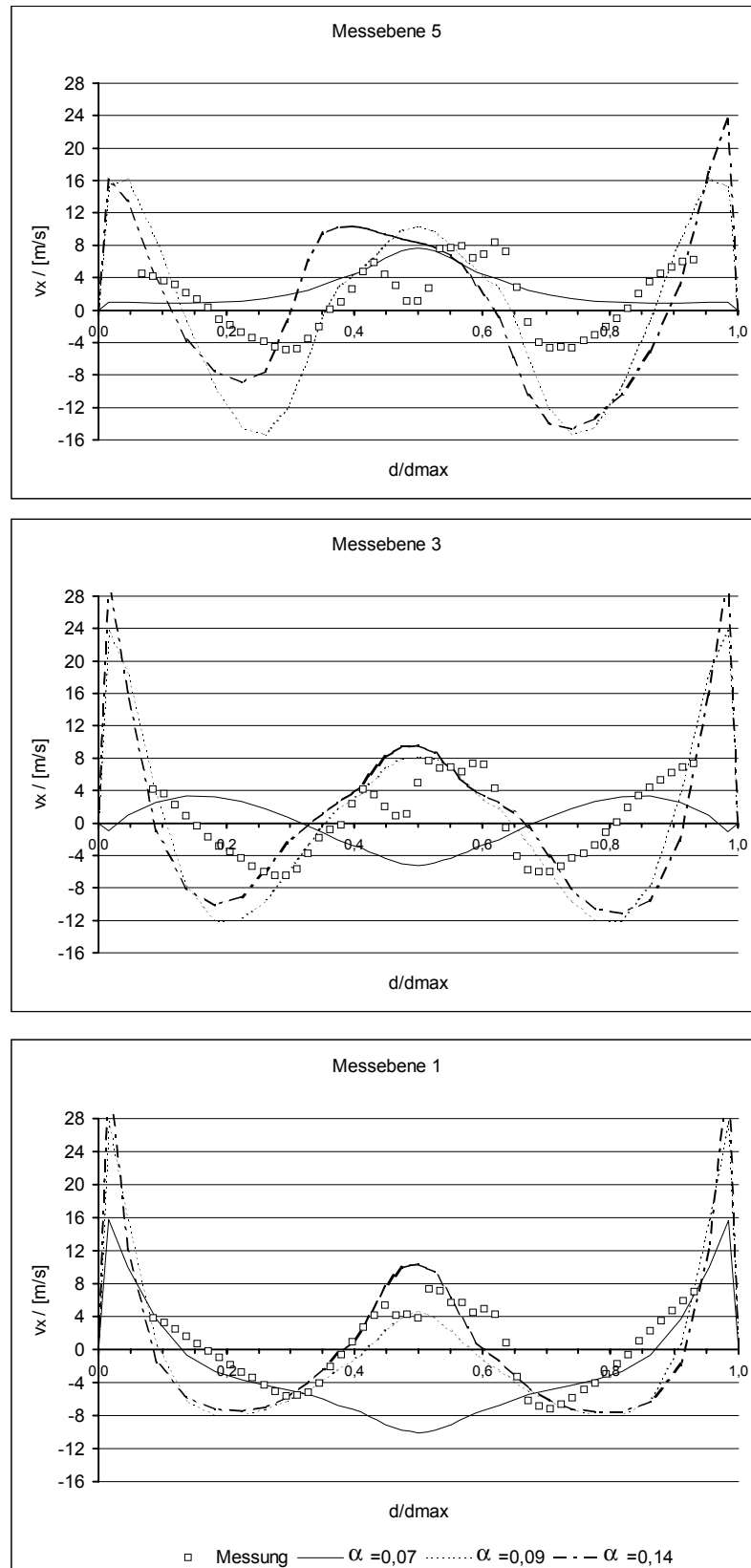
Abbildung 24: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Turbulenzmodells ( $|v|$ )

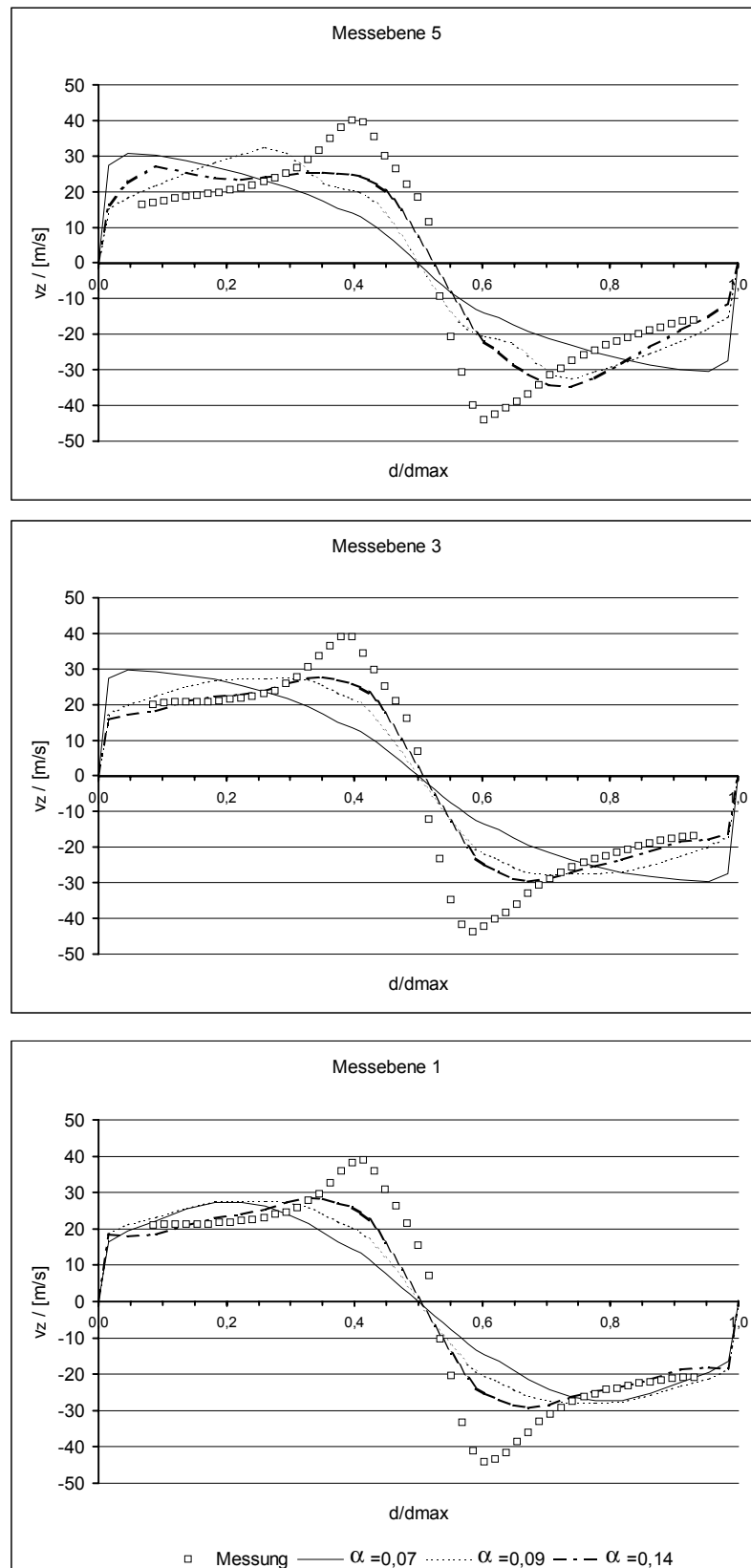
Abbildung 25: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Turbulenzmodells ( $v_x$ )


Abbildung 26: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Turbulenzmodells ( $v_z$ )

Abbildung 27: Simulationsergebnisse mit RNG in Abhängigkeit des Drallfaktors ( $|v|$ )




 Abbildung 28: Simulationsergebnisse mit RNG in Abhängigkeit des Drallfaktors ( $v_x$ )

Abbildung 29: Simulationsergebnisse mit RNG in Abhängigkeit des Drallfaktors ( $v_z$ )

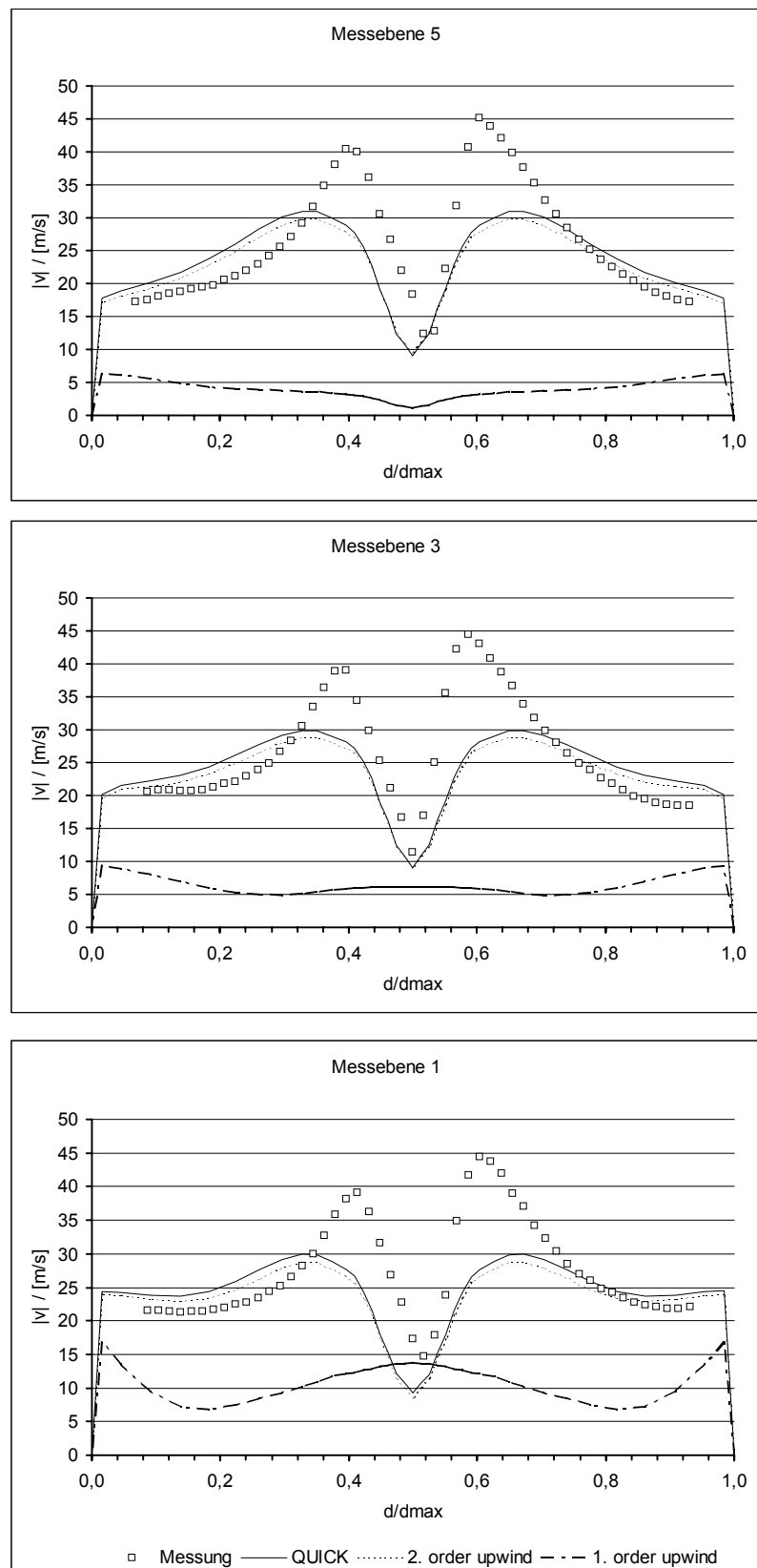


Abbildung 30: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung der Transportterme ( $|v|$ )

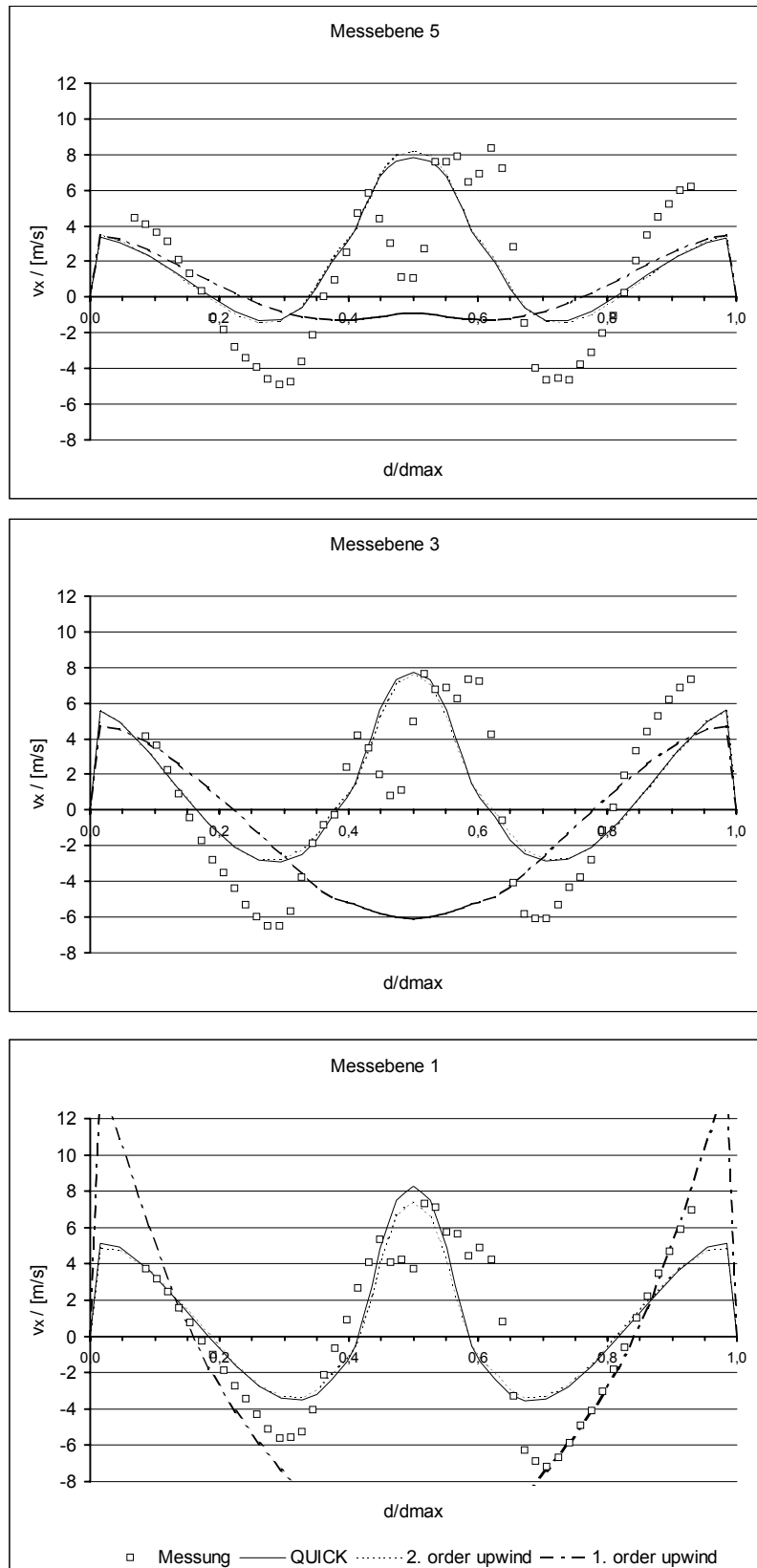


Abbildung 31: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung der Transportterme ( $v_x$ )

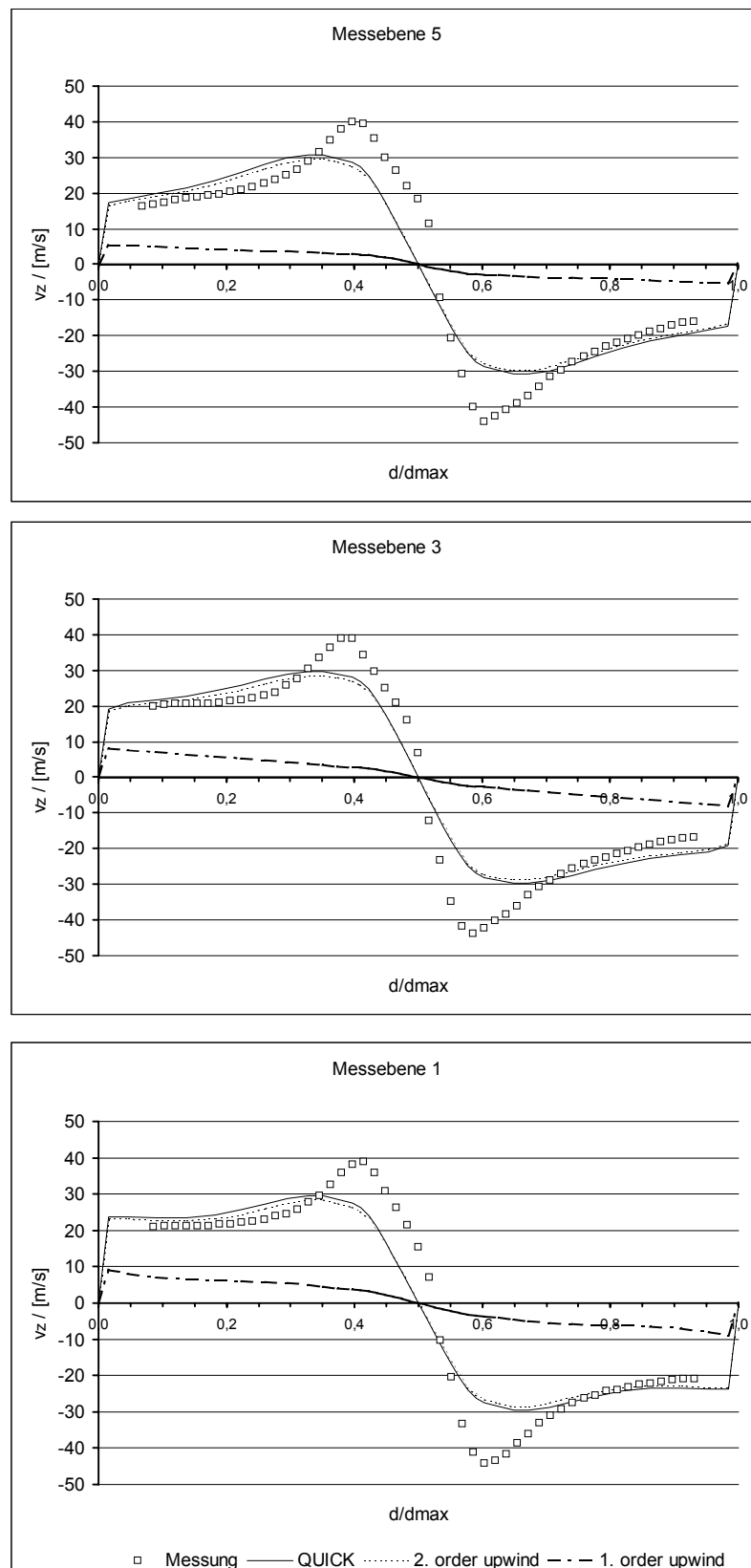


Abbildung 32: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung der Transportterme ( $v_z$ )

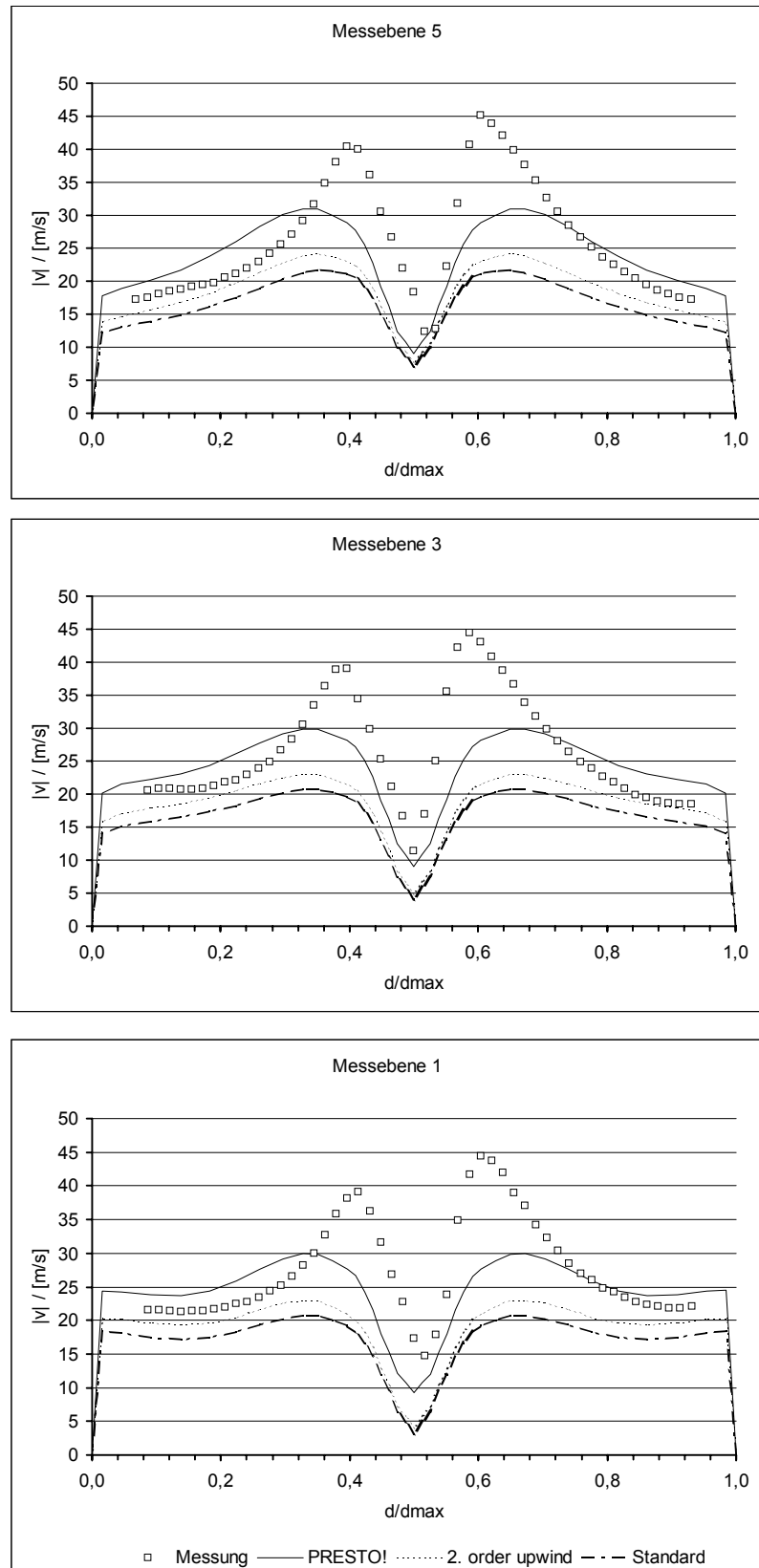


Abbildung 33: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung des Drucks ( $|v|$ )

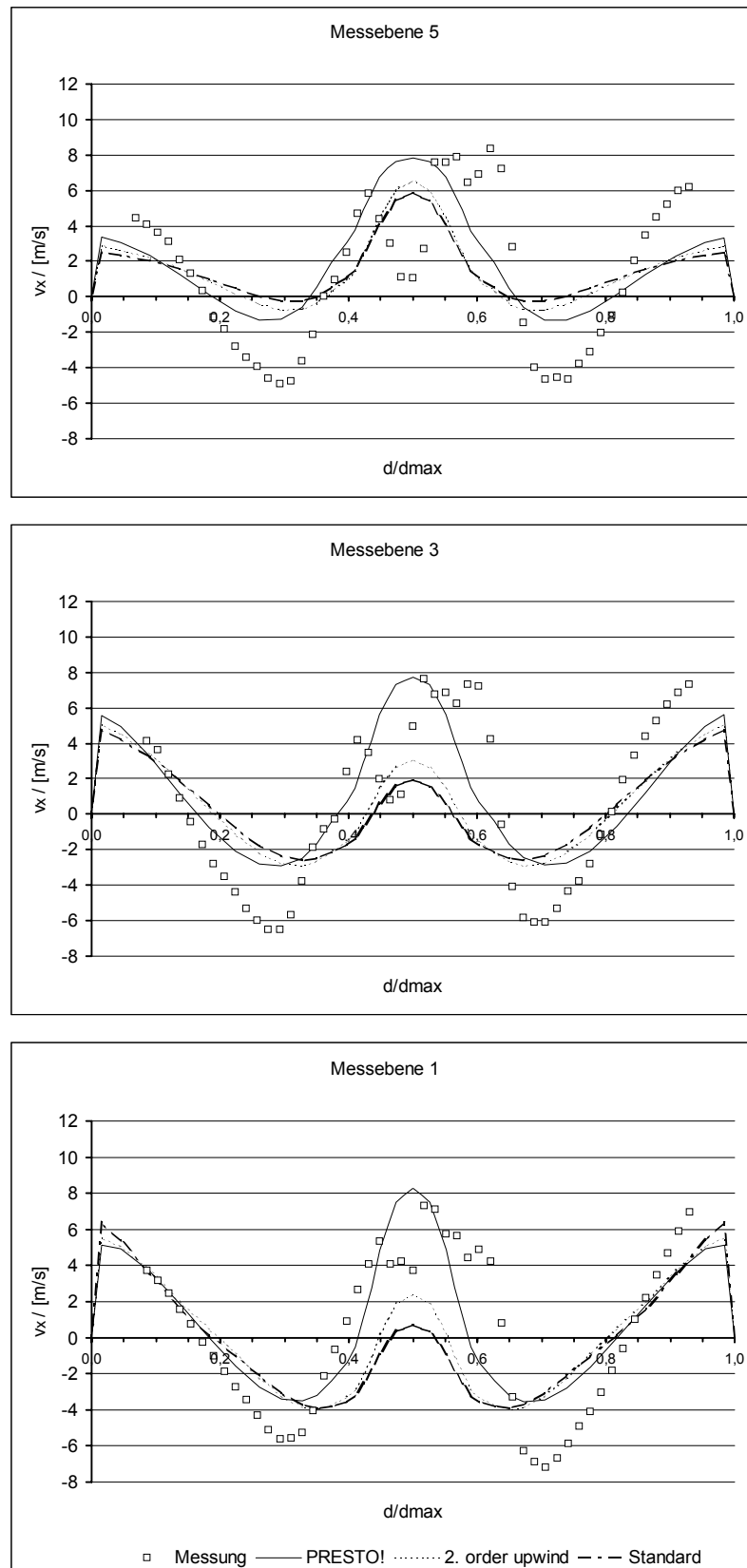
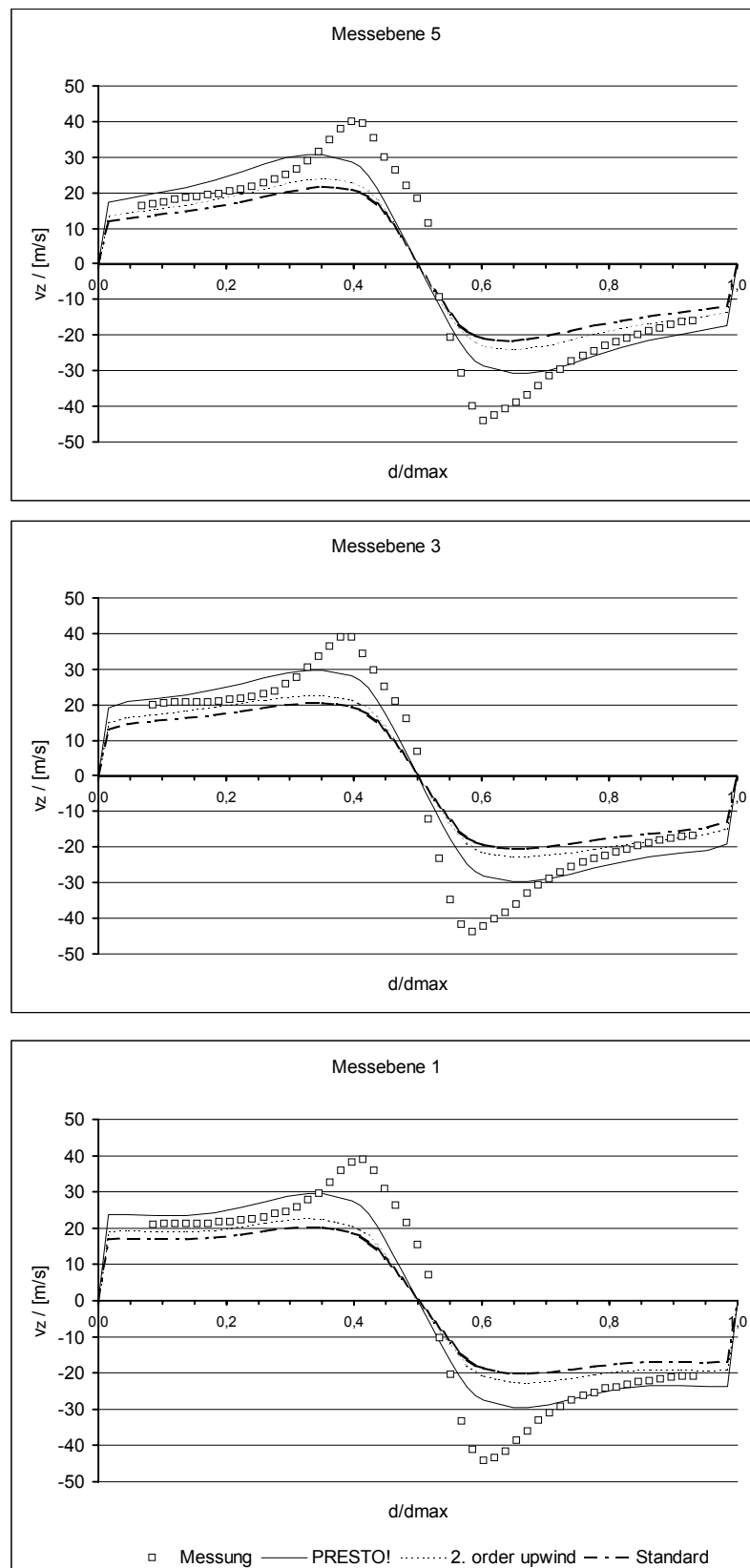
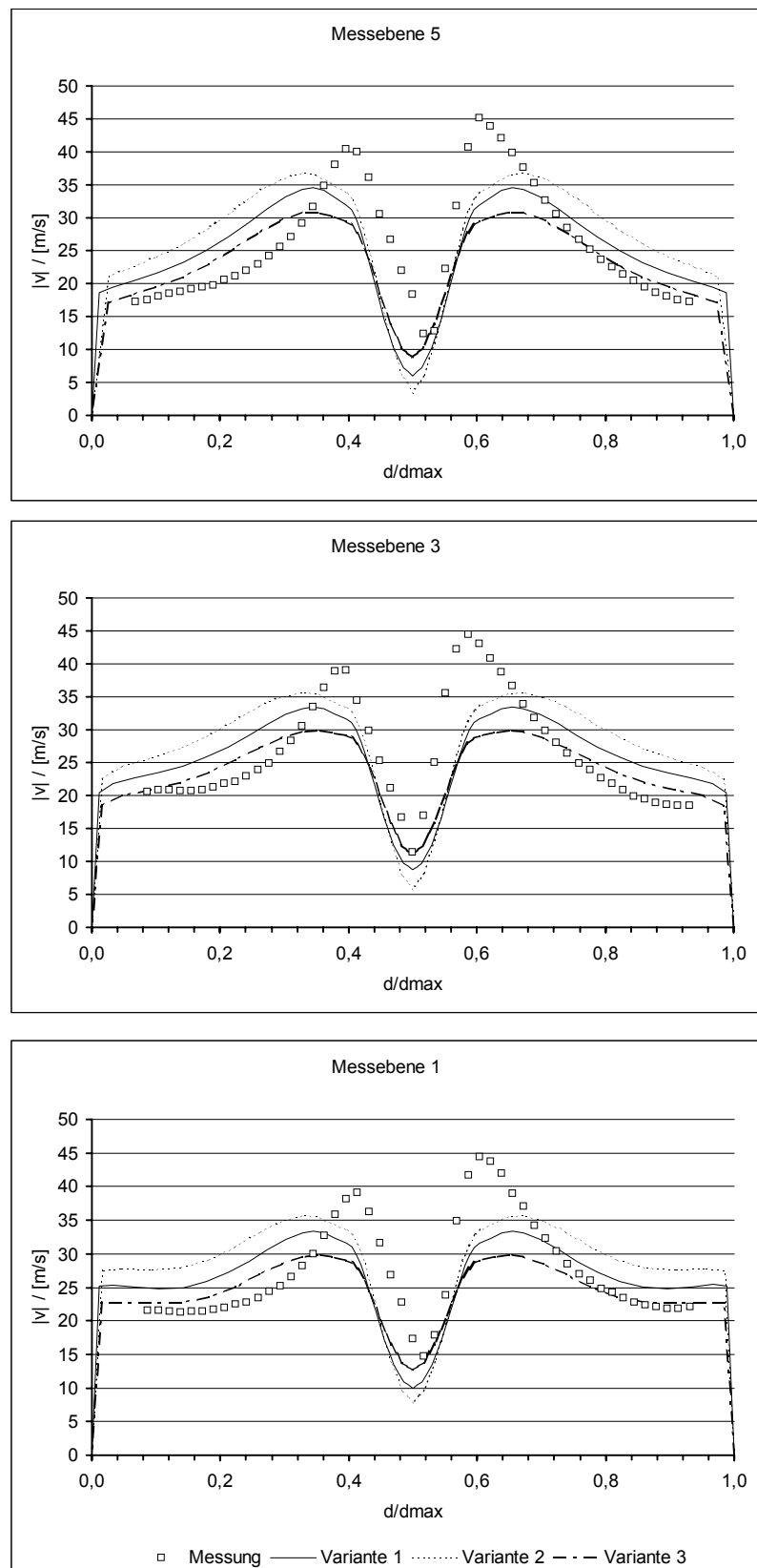
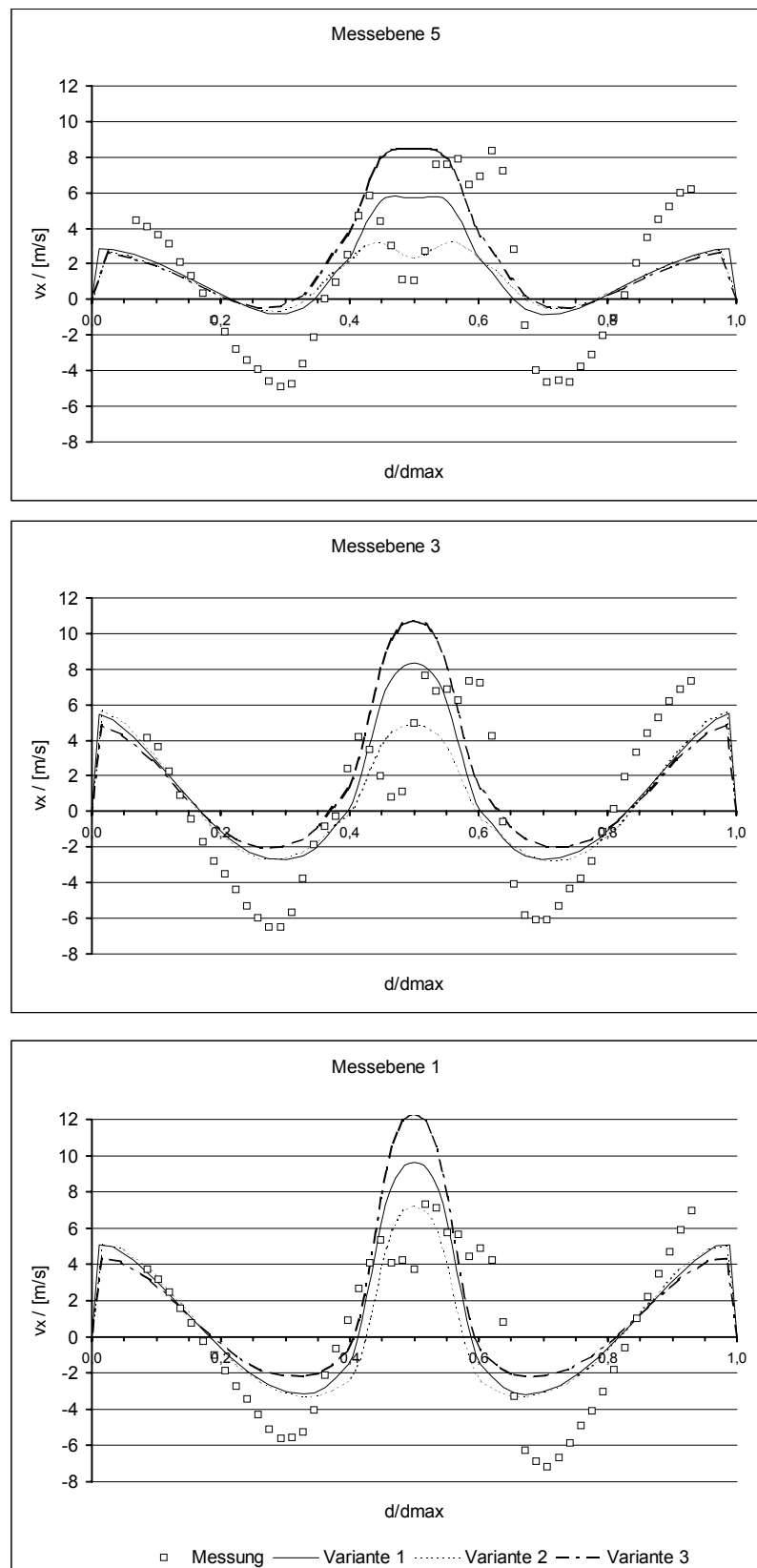


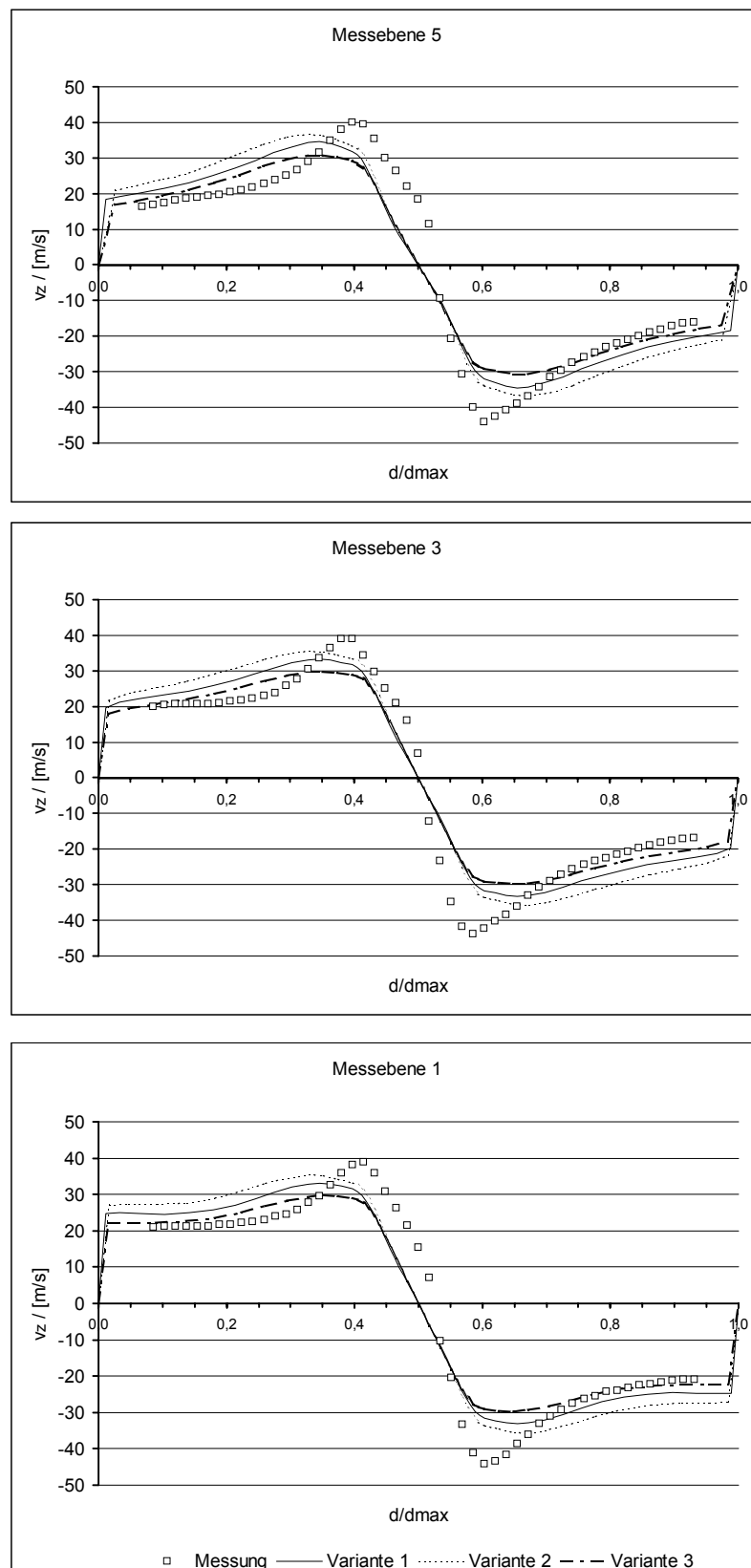
Abbildung 34: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung des Drucks ( $v_x$ )

Abbildung 35: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit der Diskretisierung des Drucks ( $v_z$ )




 Abbildung 36: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Drallerzeugers ( $|v|$ )

Abbildung 37: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Drallerzeugers ( $v_x$ )


Abbildung 38: Simulationsergebnisse in Abhängigkeit des Drallerzeugers ( $v_z$ )

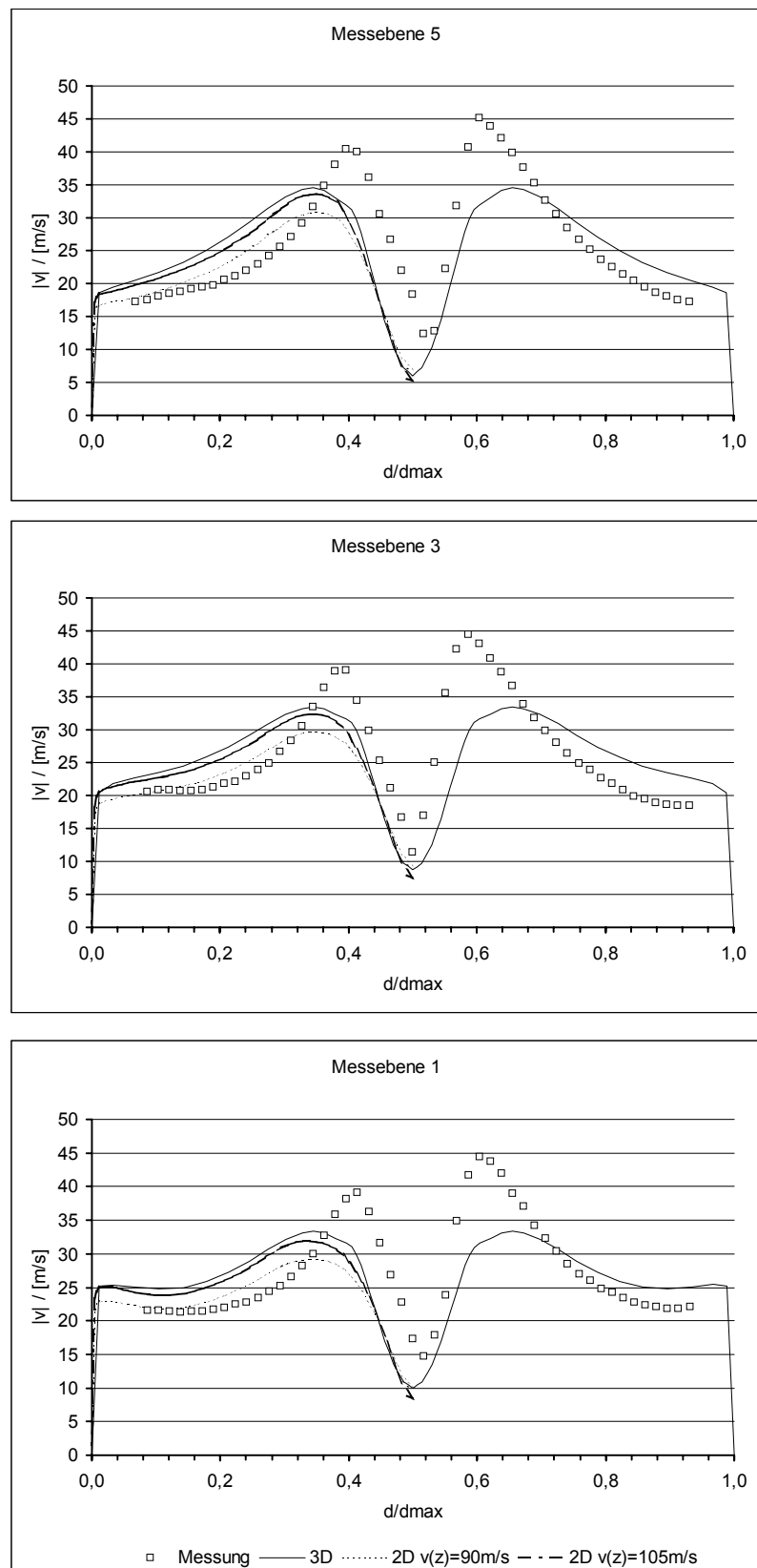


Abbildung 39: 2D Simulationsergebnisse mit 90 m/s und 105 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $|v|$ )

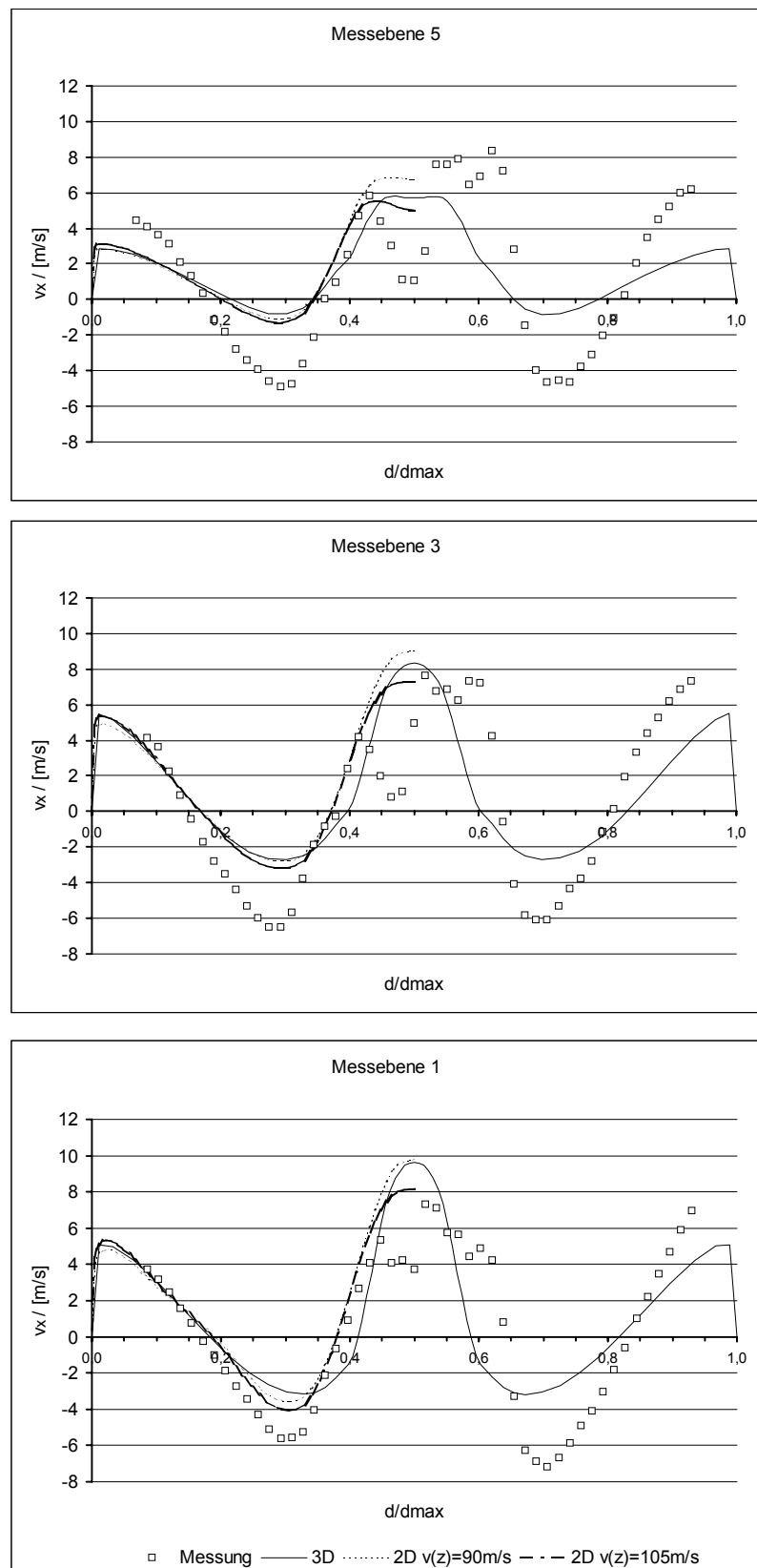


Abbildung 40: 2D Simulationsergebnisse mit 90 m/s und 105 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $v_x$ )

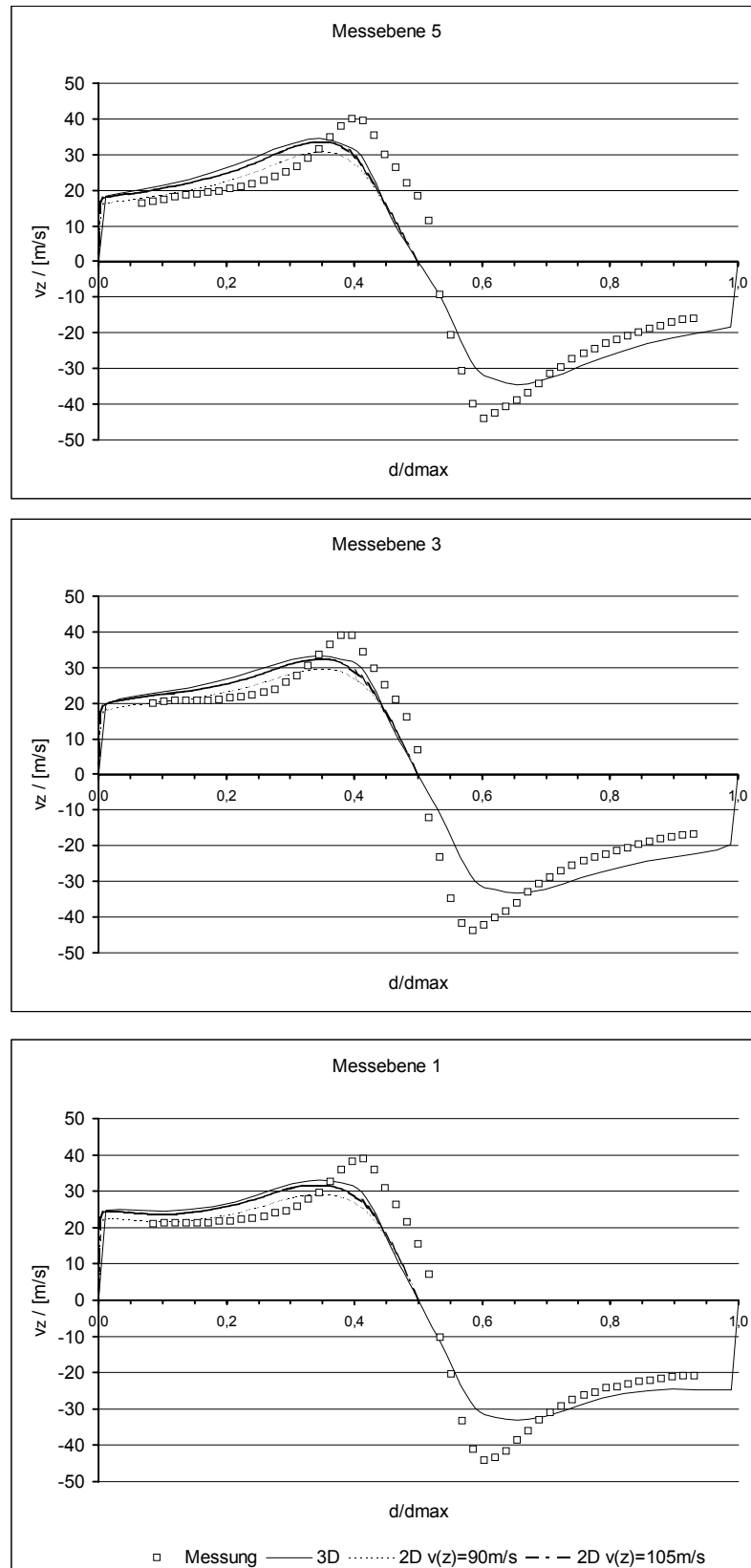


Abbildung 41: 2D Simulationsergebnisse mit 90 m/s und 105 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $v_z$ )

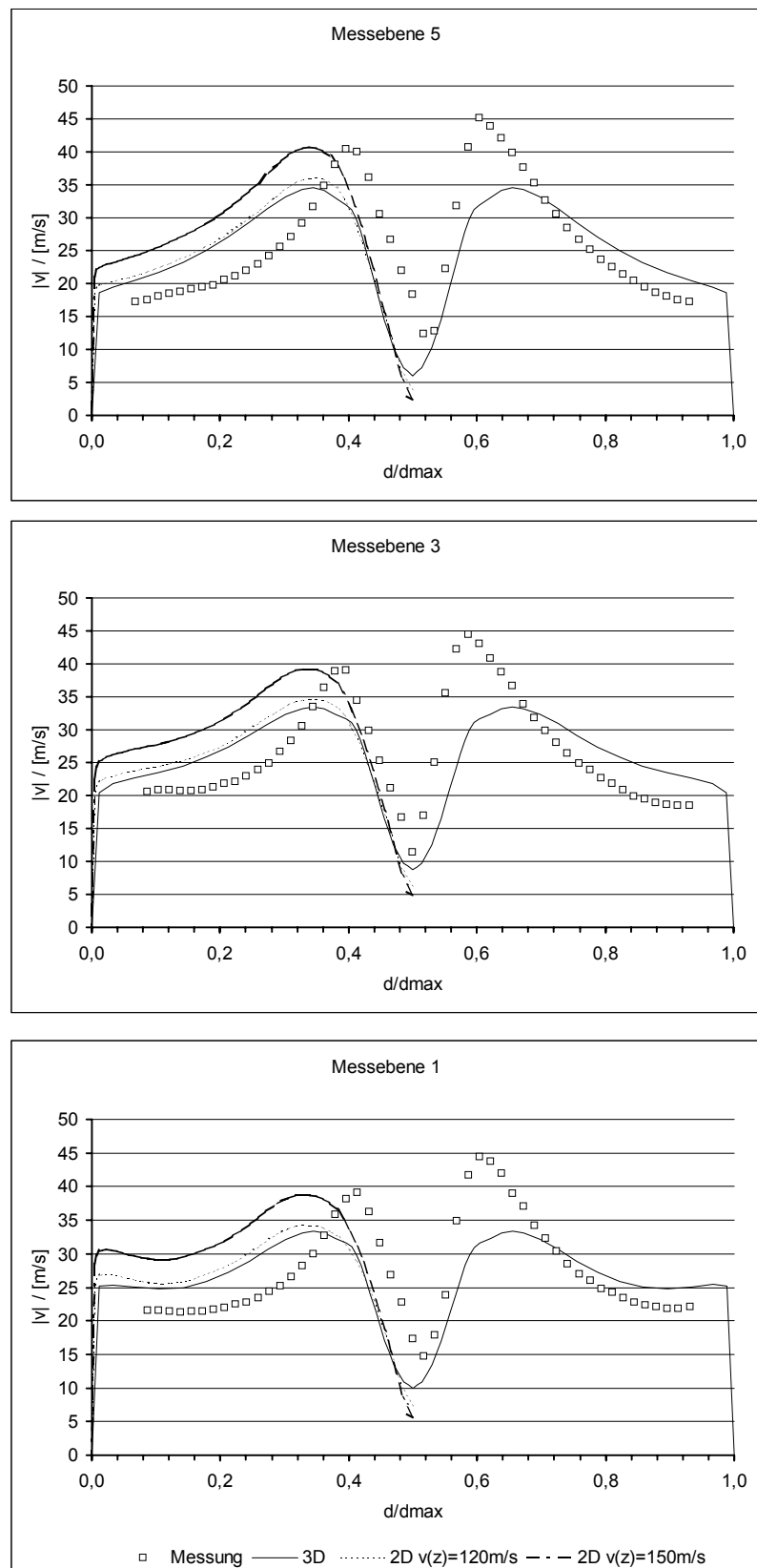


Abbildung 42: 2D Simulationsergebnisse mit 120 m/s und 150 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $|v|$ )

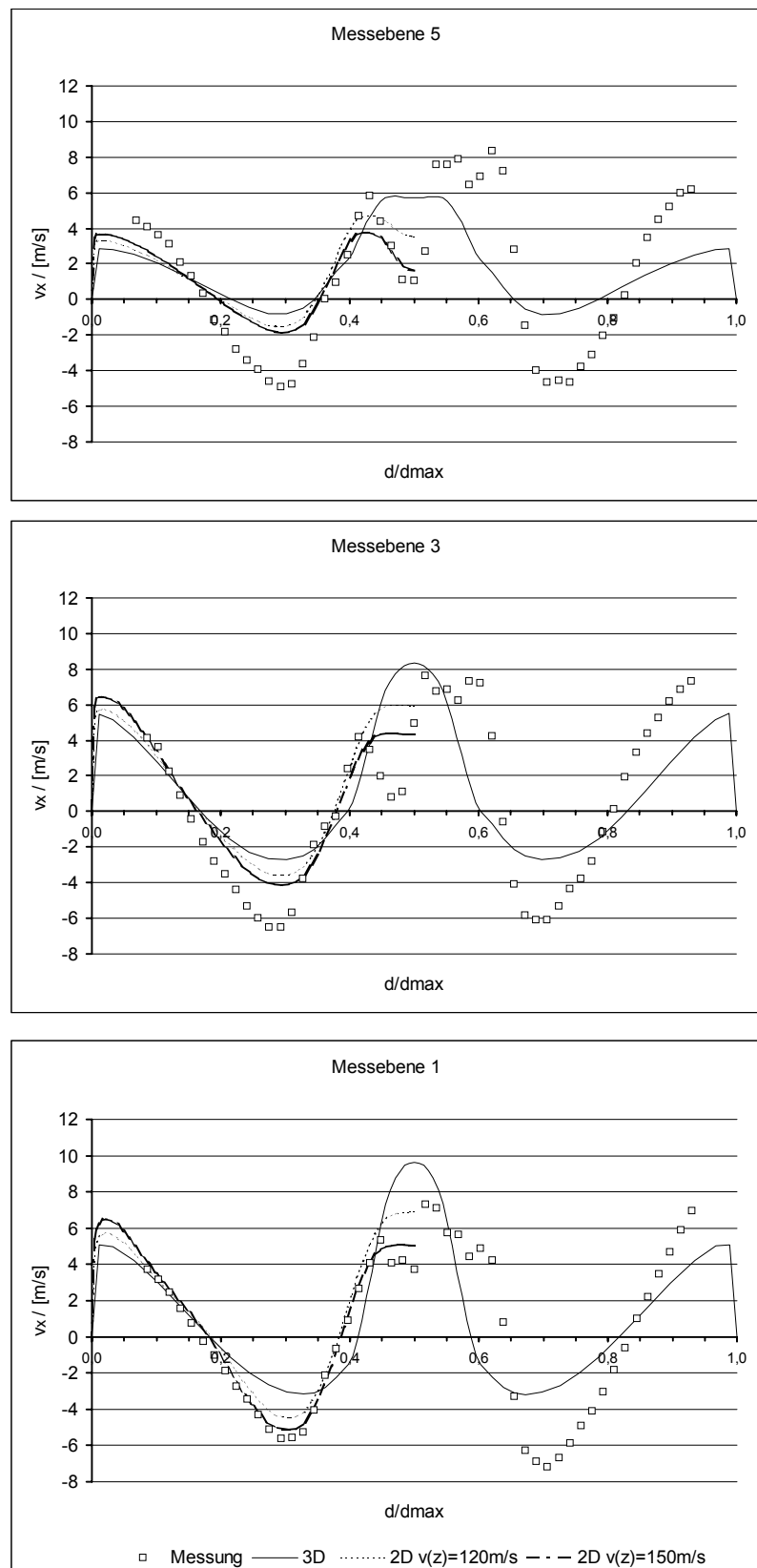


Abbildung 43: 2D Simulationsergebnisse mit 120 m/s und 150 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $v_x$ )



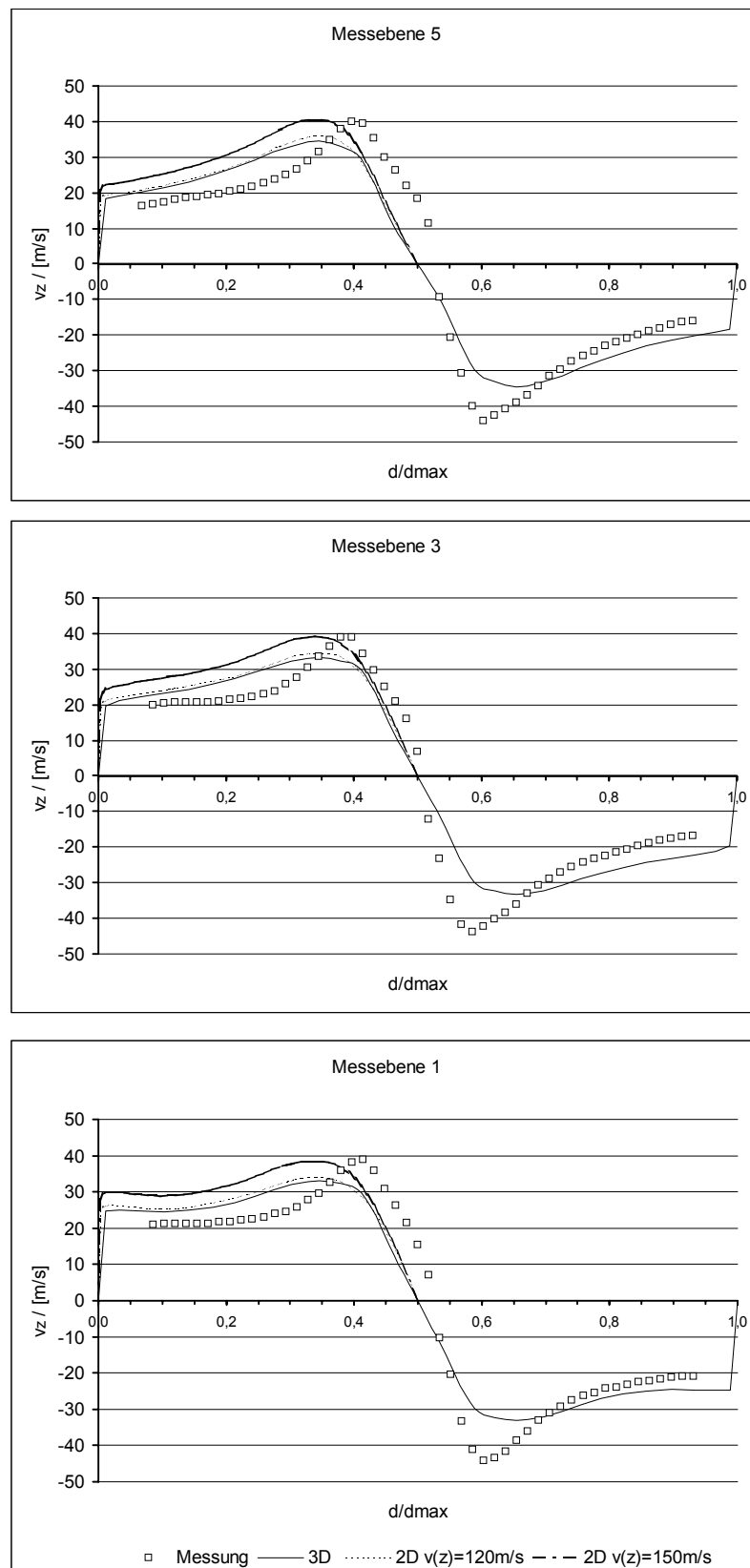
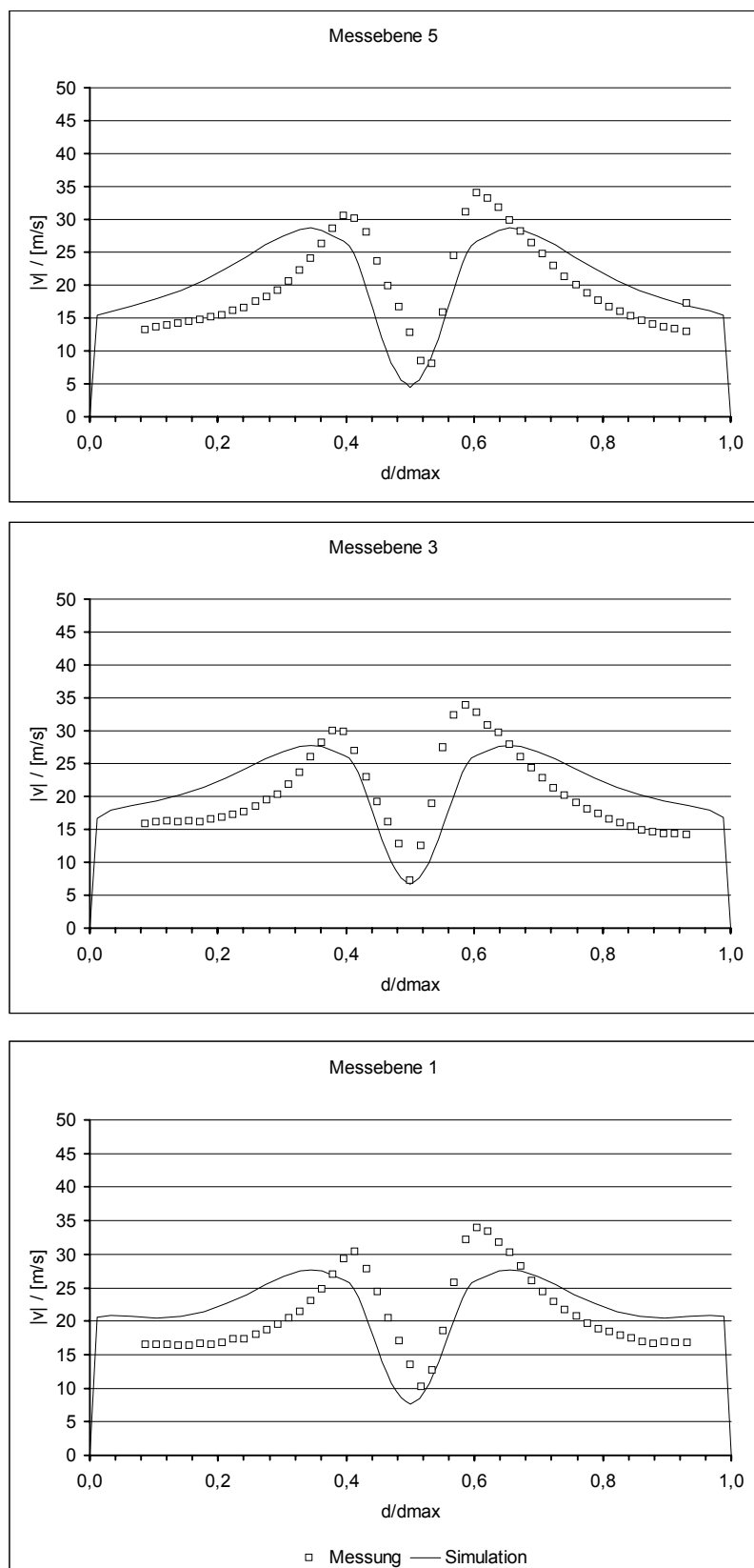


Abbildung 44: 2D Simulationsergebnisse mit 120 m/s und 150 m/s tangentialer Eintrittsgeschwindigkeit ( $v_z$ )

Abbildung 45: Vergleich Simulation Messung mit 80 % des Referenzmassenstroms ( $|v|$ )

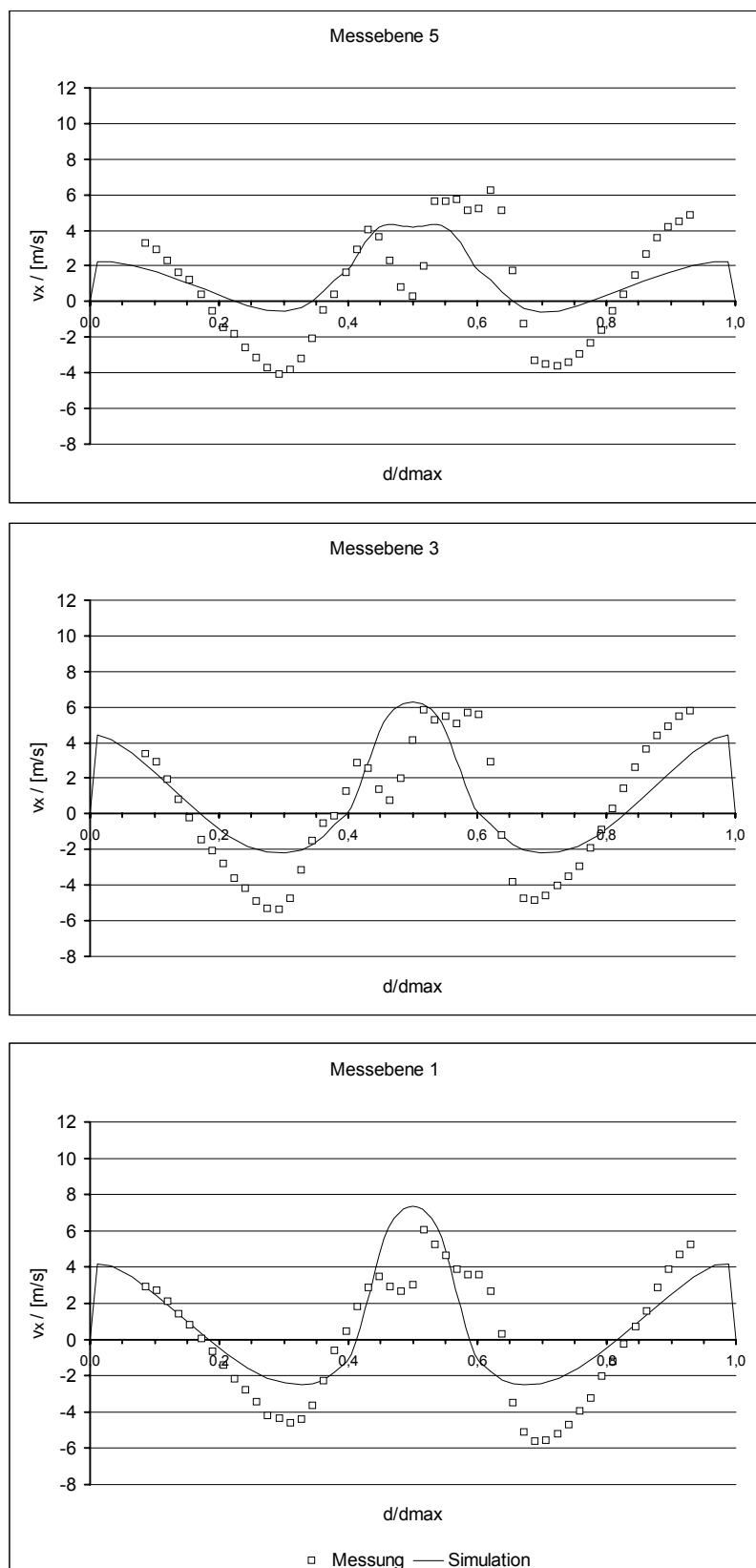


Abbildung 46: Vergleich Simulation Messung mit 80 % des Referenzmassenstroms ( $v_x$ )

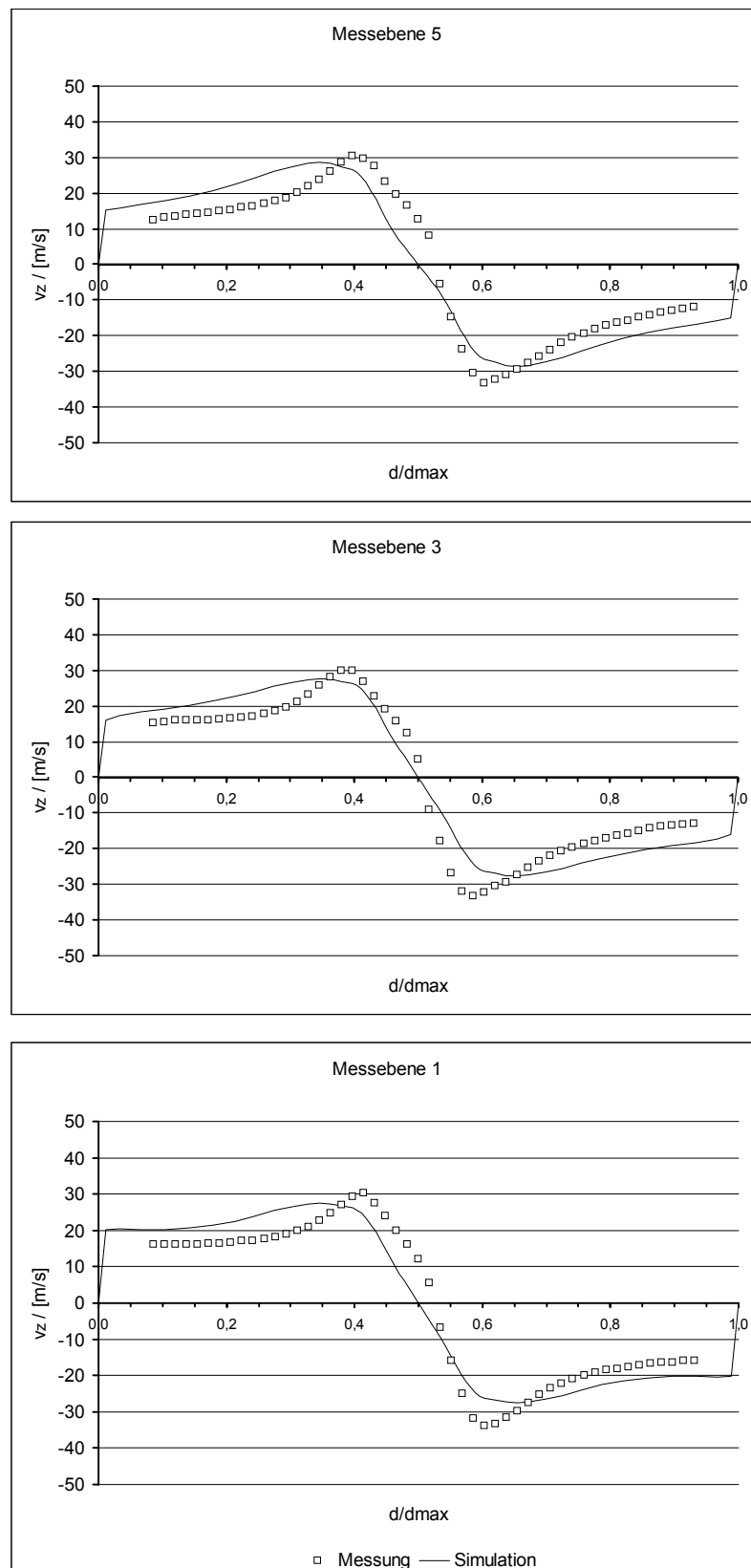


Abbildung 47: Vergleich Simulation Messung mit 80 % des Referenzmassenstroms ( $v_z$ )

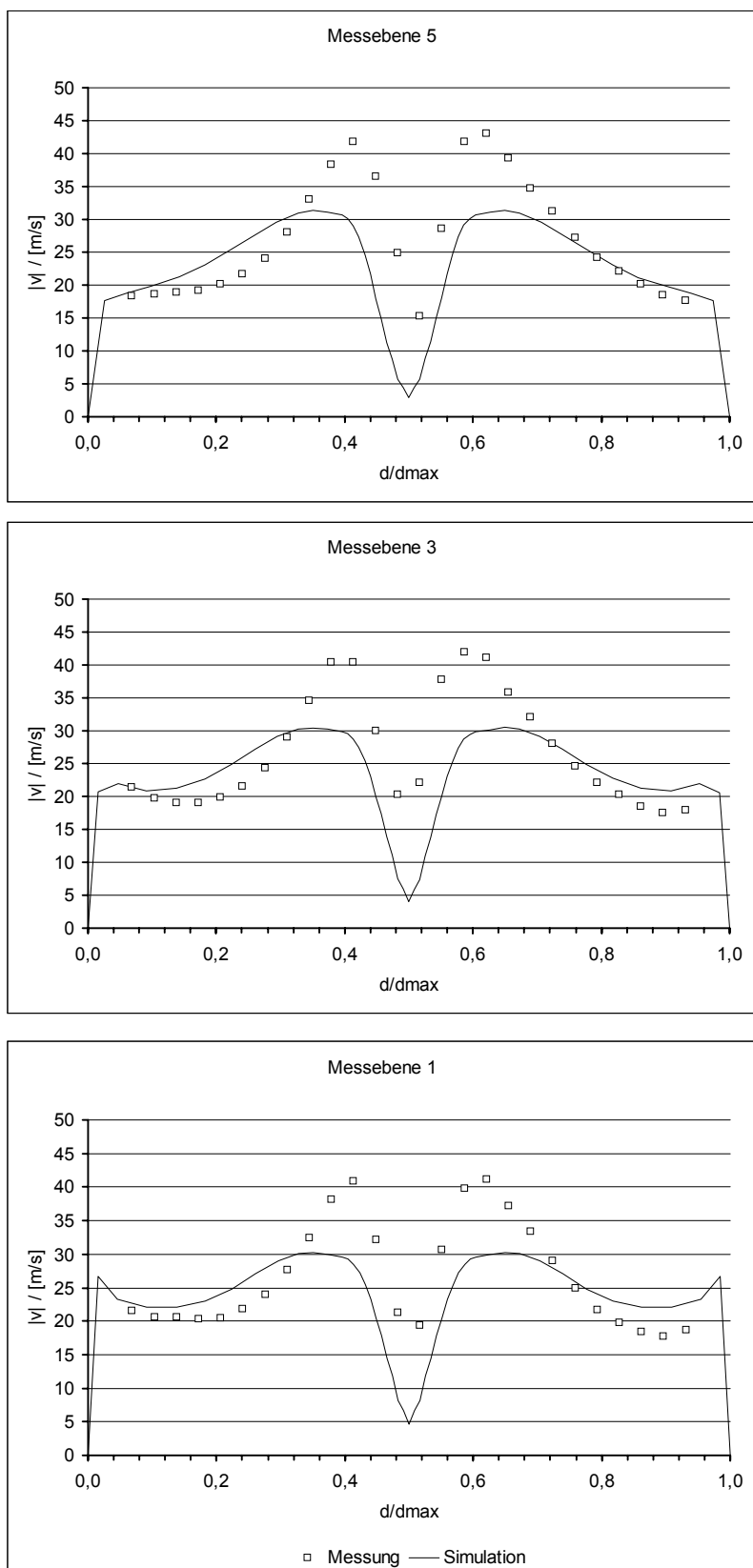


Abbildung 48: Vergleich Simulation Messung bei Primärluft 57 % und Sekundärluft 43 % ( $|v|$ )

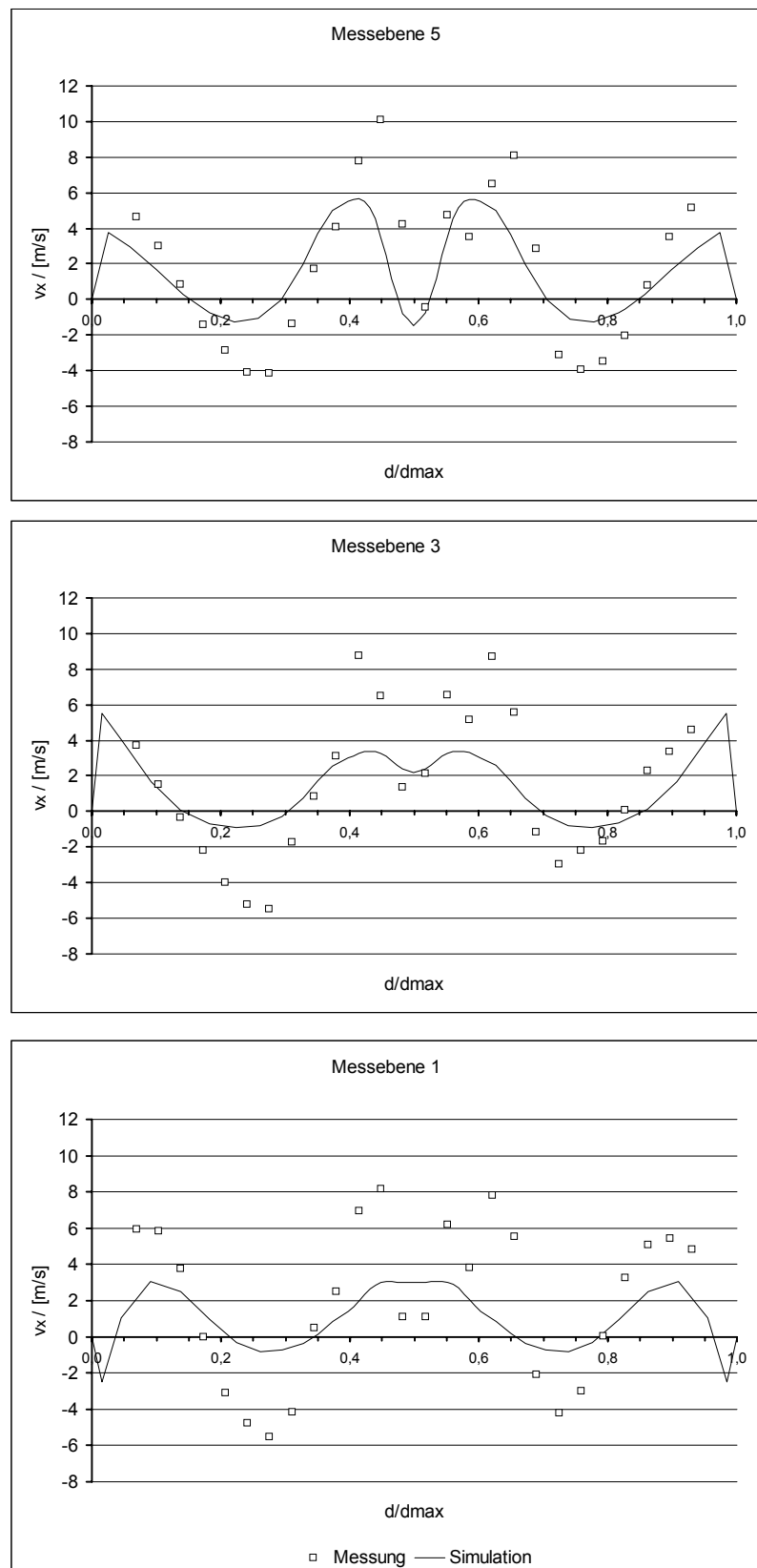


Abbildung 49: Vergleich Simulation Messung bei Primärluft 57 % und Sekundärluft 43 % ( $v_x$ )

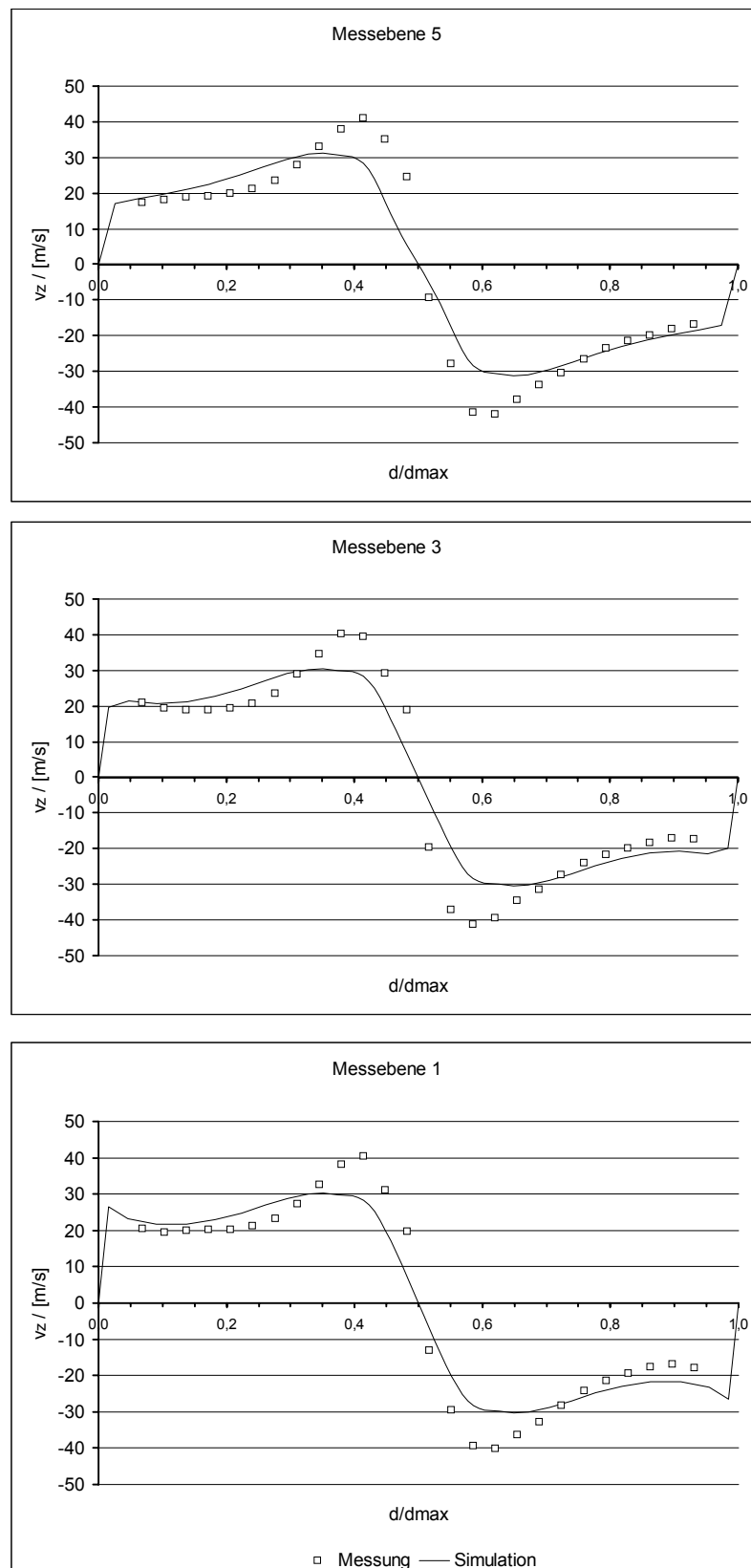


Abbildung 50: Vergleich Simulation Messung bei Primärluft 57 % und Sekundärluft 43 % ( $v_z$ )